

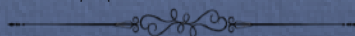


**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ**



**FUNDAMENTAL AND APPLIED
PROBLEMS OF PHYSICS**

**ТРУДЫ
МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ**



**PROCEEDINGS
OF INTERNATIONAL CONFERENCE**

**АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НПО «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ»**

**UZBEKISTAN ACADEMY OF SCIENCES
PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE OF SPA “PHYSICS-SUN”**

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ**

**FUNDAMENTAL AND APPLIED
PROBLEMS OF PHYSICS**



**ТРУДЫ
МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ**

**PROCEEDINGS
OF INTERNATIONAL CONFERENCE**

22 - 23 сентября

Ташкент 2020 г.

**АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НПО «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ»**

Программный комитет

Лутпуллаев С.Л. – Проф., Пред.
Юлдашев Б.С. – Акад. АН РУз
Гуламов К.Г. – Акад. АН РУз
Захидов Р.А. – Акад. АН РУз
Муминов Р.А. – Акад. АН РУз
Мамадалимов А.Т. – Акад. АН РУз
Мукимов К.М. – Акад. АН РУз
Муминов Т.М. – Акад. АН РУз
Мусаханов М.М. – Акад. АН РУз
Расулов У.Х. – Акад. АН РУз
Ашуров М.Х. – Акад. АН РУз

Организационный комитет

Лутпуллаев С.Л., председатель, проф., ФТИ
Олимов Х.К., зам. пред., д.ф.-м.н., ФТИ
Парпиев О.Р., зам. пред., к.ф.-м.н., ИМ
Ахатов Ж.С., зав. лаб., к.т.н., ФТИ
Гулямов А.Г., г.н.с., д.ф.-м.н., ФТИ
Олимов К., зав. лаб., д.ф.-м.н., проф., ФТИ
Турсунов М.Н., г.н.с., д.т.н., ФТИ
Усмонов Ш.Н., зав. лаб., д.ф.-м.н., ФТИ
Саидханов Н.Ш., уч. секр., д.ф.-м.н., проф., ФТИ
Байзаков Б., зав. лаб., к.ф.-м.н., ФТИ
Каримов А.В., зав. лаб., д.ф.-м.н., проф., ФТИ
Абдулхаев О.А., зав. лаб., к.ф.-м.н., ФТИ
Разыков Т.М., зав. лаб., д.ф.-м.н., проф., ФТИ
Абдуллаев Ф., г.н.с., д.ф.-м.н., проф., ФТИ
Абдурахманов А.А., зав. лаб., д.т.н., проф., ИМ
Гуламова Д.Д., зав. лаб., д.х.н., проф., ИМ
Сулейманов С.Х., зав. лаб., к.ф.-м.н., ИМ
Файзиев Ш., зав. лаб., к.т.н., ИМ
Луговой В.В., с.н.с., к.ф.-м.н., ФТИ
Жураев Э.Т., секретарь, ФТИ

**UZBEKISTAN ACADEMY OF SCIENCES
PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE OF SPA “PHYSICS-SUN”**

Scientific Committee

Lutpullaev S.L. – Prof., Chair
Yuldashev B.S. – Acad. of ASU
Gulamov K.G. – Acad. of ASU
Zakhidov R.A. – Acad. of ASU
Muminov R.A. – Acad. of ASU
Mamadlimov A.T. – Acad. of ASU
Mukimov K.M. – Acad. of ASU
Muminov T.M. – Acad. of ASU
Musakhanov M.M. – Acad. of ASU
Rasulov U.Kh. – Acad. of ASU
Ashurov M.Kh. – Acad. of ASU

Organizing Committee

Lutpullaev S.L., Chair, DSc, Prof., PhTI
Olimov Kh.K., Co-Chair, DSc, PhTI
Parpiev O.R., Co-Chair, PhD, IMS
Akhatov J.S., Head of Lab., PhD, PhTI
Gulyamov A.G., Chief Res., DSc, PhTI
Olimov K., Head of Lab., DSc, Prof., PhTI
Tursunov M.N., Chief Res., DSc, PhTI
Usmonov Sh.N., Head of Lab., DSc, PhTI
Saidkhanov N.Sh., Sci. Sec., DSc, Prof., PhTI
Baizakov B.B., Head of Lab., PhD, PhTI
Karimov A.V., Head of Lab., DSc, Prof., PhTI
Abdulkhaev O.A., Head of Lab., PhD, PhTI
Razykov T.M., Head of Lab., DSc, Prof., PhTI
Abdullaev F., Chief Res., DSc, Prof., PhTI
Abdurakhmanov A.A., Head of Lab., DSc, Prof., IMS
Gulamova D.D., Head of Lab., DSc, Prof., IMS
Suleymanov S.Kh., Head of Lab., PhD, IMS
Fayziev Sh., Head of Lab., PhD, IMS
Lugovoi V.V., Sen. Res., PhD, PhTI
Juraev E.T., Secretary, PhTI

ВВЕДЕНИЕ

Физико-технический институт (ФТИ) АН РУз (г. Ташкент) является одним из старейших институтов Академии наук Республики Узбекистан (АН РУз). В ФТИ в разные периоды его деятельности получили развитие многие научные направления, впоследствии вошедшие в сферу некоторых основных направлений естественно-научного профиля АН РУз. Здесь были начаты исследования в области физической электроники, физики твердого тела, физики полупроводников, ядерной физики, физики высоких энергий и космических лучей, гелиотехники, высокотемпературного материаловедения. На базе научных направлений и подразделений ФТИ были созданы Институт ядерной физики (1956 г.), Институт электроники (1967 г.) и в 1987 г. - НПО "Физика-Солнце" АН РУз. Институт материаловедения организован в 1993 г. на базе ряда лабораторий ФТИ и его Опытного производства с Большой Солнечной Печью (БСП).

Признанием заслуг ученых НПО "Физика-Солнце" АН РУз явилось издание Указа Президента РУз №УП-4512 от 01.03.2013 г. «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии» и Постановления Президента РУз №ПП-1929 от 01.03.2013г. «О создании Международного института солнечной энергии». За крупный вклад в науку в области физики полупроводников в 2007 г. сотрудники Института академик М.С.Саидов, доктора ф.-м.н. И.Г. Атабаев и А.С. Саидов удостоены Государственной премии Республики Узбекистан в области науки и техники. За разработку и создание современных систем прямого преобразования солнечного излучения в электрическую энергию на основе кремниевых фотопреобразователей, коллектив ученых Института С.Дадумухамедов, Х. Сабиров, М.Н. Турсунов, И.А. Юлдашев во главе с академиком Р.А. Муминовым удостоен в 2013 г. Государственной премии Республики Узбекистан в области науки и техники.

В Институте длительное время работали и работают в настоящее время видные ученые–физики: академик С.А. Азимов - создатель научной школы физики высоких и сверхвысоких энергий; академик У.А. Арифов – создатель школы физической электроники; академики С.У. Умаров, Э.И. Адирович, М.С. Саидов и Р.А. Муминов – основатели различных направлений физики полупроводников, академик С.В. Стародубцев – создатель научной школы физики твёрдого тела и один из организаторов Института ядерной физики, член – корр. АН РУз Г.Я. Умаров – создатель научной школы гелиотехнических исследований, академик Т.Т. Рискиев, создавший совместно с академиком С.А. Азимовым школу высокотемпературного материаловедения, академики К.Г. Гуламов, Б.С. Юлдашев и Т.С. Юлдашбаев, которые развили научную школу физики высоких энергий и космических лучей, созданную академиком С.А. Азимовым.

С 1965 г. ФТИ АН РУз издаёт Международный журнал «Гелиотехника». Журнал переводится на английский язык американской компанией «Аллертон Пресс», издаётся в США под названием «Applied Solar Energy» и распространяется по подписке. Журнал «Applied Solar Energy» индексируется в научной базе "SCOPUS" престижных международных журналов.

В этом 2020 году в Физико-техническом институте АН РУз уже в девятый раз проводится ставшая традиционной международная конференция «Фундаментальные и прикладные вопросы физики». На конференцию принимались работы, выполненные за последние три года по следующим направлениям и тематикам: 1. Физика ядра и элементарных частиц (включая их прикладные аспекты, а также физику высоких энергий и космических лучей); 2. Физика полупроводников и твёрдого тела (включая их прикладные аспекты, а также физику плазмы); 3. Возобновляемые источники энергии и их приложения (включая гелиоматериаловедение). Отрадно отметить, что по тематикам конференции было подано около 120 научных работ, включая более 20 статей зарубежных учёных из России, Китая, Пакистана, Казахстана, Азербайджана, Республики Беларусь и других стран. Мы уверены, что международная конференция станет платформой для обмена последними научными достижениями между учёными из разных стран, а также послужит катализатором установления новых научных связей между учёными и, возможно, зарождения будущих международных научных коллабораций.

Организационный комитет

INTRODUCTION

Physical-Technical Institute (PTI) is one of the oldest institutes of the Academy of Sciences of Uzbekistan. During different periods of its activity, many scientific areas were established, which later became the main directions of research in natural sciences of the Uzbek Academy of Sciences (UzAS). Among them are the physical electronics, solid state physics, semiconductor physics, nuclear physics, high energy and cosmic ray physics, solar energy technologies, and high temperature materials science.

On the basis of scientific areas and divisions of PTI, several institutions were created, such as the Institute of Nuclear Physics (1956), Institute of Electronics (1967) and SPA "Physics-Sun" of the UzAS (1987). The Institute of Materials Science, based on a number of laboratories of PTI and its pilot production facility with a Big Solar Furnace (BSF), was established in 1993.

The Decree of the President of the Republic of Uzbekistan "On measures for further development of alternative energy sources" №UP-4512 on 01.03.2013 and the corresponding Resolution of the President of the Republic of Uzbekistan "On the establishment of the International Institute of solar energy" №PP-1929 on 01.03.2013 are recognition of achievements of scientists from SPA "Physics-Sun" of the UzAS. For important contribution to science in the field of semiconductor physics, the Institute scientists - Academician M.S. Saidov, Dr. Sci. A.S. Saidov and Dr. Sci. I.G. Atabaev, were awarded the State Prize of the Republic of Uzbekistan in the field of science and technology in 2007. The team of scientists of the Institute - S. Dadamuhamedov, H. Sabirov, M.N. Tursunov, and I.A. Yuldashev, headed by Academician R.A. Muminov, is awarded in 2013 the State Prize of the Uzbekistan Republic in the field of science and technology for the development and creation of modern systems of direct conversion of solar radiation into electrical energy based on silicon solar cells.

Many prominent physicists had worked in the past, and are presently working at the institute and they founded the different well-known scientific schools and research directions: academician S.A. Azimov - founder of the scientific school of high-energy and ultra-high-energy physics; academician U.A. Arifov - creator of the School of Physical Electronics; academicians S.U. Umarov, E.I. Adirovich, M.S. Saidov and R.A. Muminov - founders of various research areas in Semiconductor Physics; academician S.V. Starodubtsev – founder of scientific school of solid state physics and one of the founders of the Institute of Nuclear Physics; correspondent-member of UzAS G.Ya.Umarov - founder of the scientific school in applied solar energy research; academician T.T. Riskiev, who created, together with academician S.A.Azimov, the school of high temperature materials science; academicians K.G. Gulamov, B.S. Yuldashev, and T.S. Yuldashbaev, who developed further the scientific school of high energy and cosmic ray physics, founded by academician S.A. Azimov.

Since 1965, PTI publishes the international journal "Applied Solar Energy". The journal is translated into English by the American company "Allerton Press" and is published in the United States and distributed by subscription. The journal "Applied Solar Energy" is indexed in the "SCOPUS" scientific database of the prestigious international journals.

In this 2020 year the Physical-technical institute is organizing for the ninth time the traditional international conference "Fundamental and applied problems of Physics". The works implemented within the last three years in the following fields have been accepted by the conference: 1) Nuclear and elementary particle physics (including its applications, high-energy and cosmic ray physics as well); 2) Physics of semiconductors and solids (including its applications, plasma physics as well); 3) Renewable energy sources and their applications (including helio-material science). We are glad to inform that about 120 scientific articles pertaining to conference topics have been received by the conference, including more than 20 works of foreign scientists from Russia, China, Pakistan, Kazakhstan, Azerbaijan, Republic of Belarus, and other countries. We are quite confident that the current international conference will be the platform for exchange of the latest scientific results among scientists from various countries, and it will possibly foster the creation of the future international scientific collaborations.

The Organizing Committee

**СЕКЦИЯ I.
ФИЗИКА ЯДРА И
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**



**SECTION I.
NUCLEAR AND ELEMENTARY
PARTICLE PHYSICS**

СОДЕРЖАНИЕ

MASSES AND ISO-SPINS OF UNDISCOVERED HYPERONS IN SU(4) OF STANDARD MODEL	
Imran Khan	11
INVESTIGATION OF THE ELASTIC SCATTERING PROCESS OF ^{14}N IONS WITH ^{16}O NUCLEI IN A WIDE INTERVAL ENERGY	
Burtebayev N., Alimov D.K., Boztosun I., Amangeldi N., Nassurlla M., Janseitov D., Burtebayeva J.T., Soldathan D., Sakuta S.B.	16
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТИМОСТИ РЕАКЦИЙ НА ВНУТРЕННИХ МИШЕНЯХ НУКЛОТРОНА ОИЯИ	
Игамкулов З.А., Афанасьев С.В., Дряблов Д.К., Малахов А.И.	17
ОБРАЗОВАНИЕ η-МЕЗОННЫХ ЯДЕР В $d(^{12}\text{C})$ – ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА УСКОРИТЕЛЕ НУКЛОТРОН	
Игамкулов З.А., Афанасьев С.В., Дряблов Д.К., Малахов А.И.	23
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ МОНИТОРИНГА СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ С ПОМОЩЬЮ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ	
Т. Садыков, Б. Исаков, А. Аргынова, Н. Салихов, Е. Таутаев	27
ПРОБЛЕМА «КОСМОЛОГИЧЕСКОГО ЛИТИЯ» И СКОРОСТИ РЕАКЦИЙ ЗАХВАТА $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ И $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ	
С.А. Туракулов, Э.М. Турсунов, Э.М. Дусназаров, С.Ю. Турдиев	31
ВЫСОКОТОЧНЫЙ РАСЧЕТ МАСС СВЕРХТЯЖЕЛЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР	
А. Нурмухамедов, Ш. Мирбабаев	34
СУЩЕСТВУЕТ ЛИ “ОСТРОВ СТАБИЛЬНОСТИ”?	
А. Нурмухамедов, Ш. Маликов, М. Юлдашев	40
РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ПОИСКА РЕДКИХ СОБЫТИЙ РАСПАДА ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРОВ ИЗ ФОСФАТНОГО СТЕКЛА	
Н.Г. Полухина, Н.М. Окальева, М.М. Чернявский, Н.С. Коновалова, Н.И. Старков, Е.Н. Старкова, Н.Н. Сентюрина, Ж. Садыков, Т.В. Щедрина	46
OPEN QUANTUM SYSTEMS IN EXTERNAL MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS	
E.Kh. Alpomishev, G.G. Adamian, Z. Kanokov, and N.V. Antonenko	51
NORMALIZED INTERACTION ENERGY FOR THE TWO COUPLED OSCILLATORS IN THE HEAT BATH	
E. Alpomishev, Z. Kanokov	56
COMPARATIVE ANALYSIS OF VARIOUS KINEMATICAL CHARACTERISTICS OF PROTONS IN $n^{12}\text{C}$ AND $p^{12}\text{C}$ COLLISIONS AT 4.2 GeV/c	
K. Olimov, K. Gulamov, A. Olimov, G. Khudaiberdyev, R. Bekmirzaev	59
COMPARATIVE ANALYSIS OF MULTIPLICITIES OF PROTONS AND CHARGED PIONS IN $n^{12}\text{C}$ AND $p^{12}\text{C}$ COLLISIONS AT 4.2 GeV/c	
K. Olimov, K. Gulamov, A. Olimov, G. Khudaiberdyev, R. Bekmirzaev	63
COMPARATIVE ANALYSIS OF THE CHARACTERISTICS OF CHARGED PIONS IN $p^{12}\text{C}$ AND $n^{12}\text{C}$ COLLISIONS AT 4.2 GeV/c	
K. Olimov, K. Gulamov, A. Olimov, S. Lutpullaev, G. Khudaiberdyev, R. Bekmirzaev, M. Israilov, N. Saidkhanov, Kh. Olimov	67

SIMULTANEOUS ANALYSIS OF MIDRAPIDITY TRANSVERSE MOMENTUM DISTRIBUTIONS OF THE CHARGED PIONS AND KAONS, PROTONS AND ANTIPROTONS IN p+p AND Pb+Pb COLLISIONS AT $(\sqrt{s_{NN}})^{1/2}=2.76$ AND 5.02 TeV AT THE LHC	
Kh.K. Olimov, Sh.Z. Kanokova, A.K. Olimov, K.I. Umarov, K.G. Gulamov, B.S. Yuldashev, S.L. Lutpullaev, N.Sh. Saidkhanov, K. Olimov, B. Tukhtaev, T.Kh. Sadykov	73
ANALYSIS OF MIDRAPIDITY TRANSVERSE MOMENTUM DISTRIBUTIONS OF THE CHARGED PIONS AND KAONS, PROTONS AND ANTIPROTONS IN p+p COLLISIONS AT $(\sqrt{s_{NN}})^{1/2}=2.76, 5.02, \text{ AND } 7$ TeV AT THE LHC	
Kh.K. Olimov, K.I. Umarov, A. Iqbal, S. Masood, Fu-Hu Liu	78
INVESTIGATION OF LIGHT NUCLEI STRUCTURES WITHIN THE FRAMEWORK OF GLAUBER'S THEORY	
O. Imambekov, Zh. Toksaba, G. Abdramanova	84
КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ГЛУБИНАМИ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЙ И МНИМОЙ ЧАСТИ ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ СИСТЕМ $^{14}\text{N}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{14}\text{N}$	
Т. Жолдыбаев, Н. Буртебаев, Б. Садыков, Д. Алимов, М. Нассурлла, А. Сабидолда, Р. Ходжаев	89
ВЫЧИСЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА ЯДЕР $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ и $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ	
Демьянова А., Канокон З.	94
ASYMPTOTIC NORMALIZATION COEFFICIENT FOR $^{13}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + \text{p}$ FROM THE $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{13}\text{N}$ PROTON TRANSFER REACTION	
S.V. Artremov, N. Burtebayev, F.Kh. Ergashev, S.B. Igamov, O.R. Tojiboev, E. Piasecki, K. Rusek, S.B. Sakuta, K.I. Tursunmakhatov, M. Wolinska-Cichocka, R. Yarmukhamedov	97
НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО ВЫХОДУ РЕАКЦИЙ $^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}(p, \gamma)$, ПОЛУЧЕННЫЕ МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕТОДОМ АКТИВАЦИИ	
С.В. Артемов, Н. Буртебаев, И. Холбаев, Р.Ф. Руми, А.А. Караходжаев, О.Р. Тожибоев, Ф.Х. Эргашев, Р.И. Халиков, С.К. Махмудов, Ж.Б. Хахимов	102
КОМПЛЕКТАЦИЯ БЛОКА ГАММА-ИСТОЧНИКА ИСТОЧНИКОМ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЦЕЗИЙ-137 И КАЛИБРОВКА РАДИОИЗОТОПНОГО ПЛОТНОМЕРА	
Ашрапов У., Садиков И., Аминжанов М., Маликов Ш.	107
КОМПЛЕКС МЕТОДИК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ НА НЕЙТРОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ НГ-150 ИЯФ АН РУЗ	
С.В. Артемов, Б.С. Юлдашев, М.А. Каюмов, А.А. Караходжаев, О.О. Бахранов, Э.Т. Рузиев, В.А. Татарчук, О.Р. Тожибоев, Ф.Х. Эргашев	113
НЕСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДИССОЦИАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР	
П. Зарубин, А. Зайцев	119
ПРОГНОЗ ПРИРОДНЫХ КАТАСТРОФ-ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ, МЕТОДОМ КОНТРОЛЯ ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ	
Б.С. Юлдашев, Р.А. Муминов, А.У. Максудов, Н. Умаралиев, М.А. Джалилов	125

СРАВНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ ИЗМЕРЕННЫХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ПОЛУЧЕННЫХ В СИСТЕМЕ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ	
А.В. Агапов, К.Н. Шипулин, В.Н. Гаевский, Г.В. Мицын, А.Г. Молоканов, Б.С. Юлдашев, Э.Х. Бозоров, А.А. Абдувалиев, О.О. Боборахимова	132
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПЕРЕМЕННЫЙ ЧЕТНОСТИ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В ПРИБЛИЖЕНИИ ТРЕХМЕРНОГО АСИММЕТРИЧНОГО РОТАТОРА	
М.С. Надирбеков, О.А. Бозаров, М.Ж. Коржовов	135
КОЛЛЕКТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ НЕАКСИАЛЬНЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР С КВАДРУПОЛЬНОЙ И ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИЯМИ	
М.С. Надирбеков, С.Н. Кудиратов, К.К. Шодмонов	138
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПЕРЕМЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ	
М.С. Надирбеков, А.Н. Темиров, М.А. Туламетов	142
МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЬ ДЛЯ РОЖДЕНИЯ ТРЕХ α-ЧАСТИЦ В C^{12} n-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНА 14 МэВ	
В. В. Луговой, К. Олимов, К.Г. Гуламов, Х.К. Олимов	147
ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ $^{139m,g}Ce$ В РЕАКЦИЯХ $(n, ^2n)$ И (γ, n) НА ЯДРЕ ^{140}Ce	
С. Полвонов	152
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОННО–УПРАВЛЯЕМАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА PPS – XX V1.0	
А.В.Гурская, М.В.Долгополов, А.А.Привалов, А.В.Раденко, В.В.Раденко, В.Б.Свирков, А.С.Чипура	155
MEASUREMENT OF RADON CONCENTRATION IN DRINKING WATER SOURCES	
Z. Wazir, F. Khan	164

MASSSES AND ISO-SPINS OF UNDISCOVERED HYPERONS IN SU(4) OF STANDARD MODEL

Imran Khan

Department of Physics, University of Science and Technology,
Bannu, Kyber Pukhtunkhwa, 28100, Pakistan, immarwat@yahoo.com, dr.imran@ustb.edu.pk

Abstract

In particle physics, study of the symmetry plays very important role in order to get useful information about the nature. The classification and arrangements of subatomic particles is also necessary to study particle physics. Particles which are building blocks of nature are quarks, gluons and leptons. Baryons and Mesons composed of quarks were arranged by Gell-Mann and Okubo in their well-known Eight-Fold way up to SU(3) symmetry. Standard model of particles is composed of these particles. Particles in SU(4) also make some multiplets. However all the baryons with spin $J^P = 3/2^+$ and $1/2^+$ in these multiplets have not been observed till date. We have studied properties of the multiplets having spin $J^P = 3/2^+$ in an early work. In this paper the SU(4) multiplets with spin $J^P = 1/2^+$ have been organized and studied in an easy way. As a result some clues about the masses and iso-spins of the unknown hyperons have been obtained. These approximations about the characteristics of the unidentified baryons have been recorded in this article. Mass formula for the baryons having spin $J^P = 1/2^+$ in SU(4) multiplets have been extracted.

Key words: Baryons, SU(3), SU(4), Hyperons, Standard Model, Mass Formula.

1. Introduction

Baryons are composed of three quarks (qqq). The three flavors up u , down d , and strange s , imply an approximate flavor SU(3), which requires that baryons made of these quarks belong to the multiplets on the right side of the 'equation' $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_S \oplus 8_M \oplus 8_M \oplus 1_A$. Here the subscripts indicate symmetric, mixed symmetry, or anti-symmetric states under interchange of any two quarks (David J. Griffiths, 2000, book). These were classified and arranged by Gell-Mann and Okubo in De-Couplets ($J = 3/2, l = 0$) and Octets ($J = 1/2, l = 0$) with +1 parities (M. Gell-Mann 1962, S. Okubo 1962, V. E. Barnes et.al 1964). The Gell-Mann / Okubo mass formula which relates the masses of members of the baryon octet (M. Gell-Mann 1962, S. Okubo 1962, V. E. Barnes et.al 1964) is given by;

$$2(m_N + m_{\Xi}) = 3m_{\Lambda} + m_{\Sigma} \quad (1)$$

While mass formula for de-couplets consists of equal spacing between the rows. The spaces are equal to an average value – 151MeV.

$$M_{\Lambda} - M_{\Sigma^*} = M_{\Sigma^*} - M_{\Xi^*} = M_{\Xi^*} - M_{\Omega} \quad (2)$$

Gell-Mann (M. Gell-Mann 1962) used this formula and predicted the mass of the Ω^- baryon in 1962, equal to $M_{\Omega} = 1685 \text{ MeV}$. Whereas actual mass of the Ω^- hyperon is equal to 1672 MeV, observed in 1964 by V. E. Barnes et.al (V. E. Barnes et.al 1964). Their mass difference is only 0.72 %, or in other words it was 99% true guess.

Now let's move towards baryon types made from the combination of four quarks, i.e. up u , down d , strange s and charm c . These belong to SU(4) multiplets. The SU(4) multiplets numerology is given by $4 \otimes 4 \otimes 4 = 20_S \oplus 20_M \oplus 20_M \oplus 4_A$ (C. Patrignani *et al*, 2016).

The twenty particles having spin 3/2 and even parity +1 forming one of the SU(4) multiplets have been studied in reference (Imran Khan, 2017, <https://arxiv.org/abs/1709.09207>). Now I am interested to study the twenty particles having spin 1/2 and even parity +1 forming another SU(4) multiplet. These particles are in their ground states, with $l = 0$. For simplicity, natural unit of the mass is used throughout this article that is MeV, instead of MeV/c^2 .

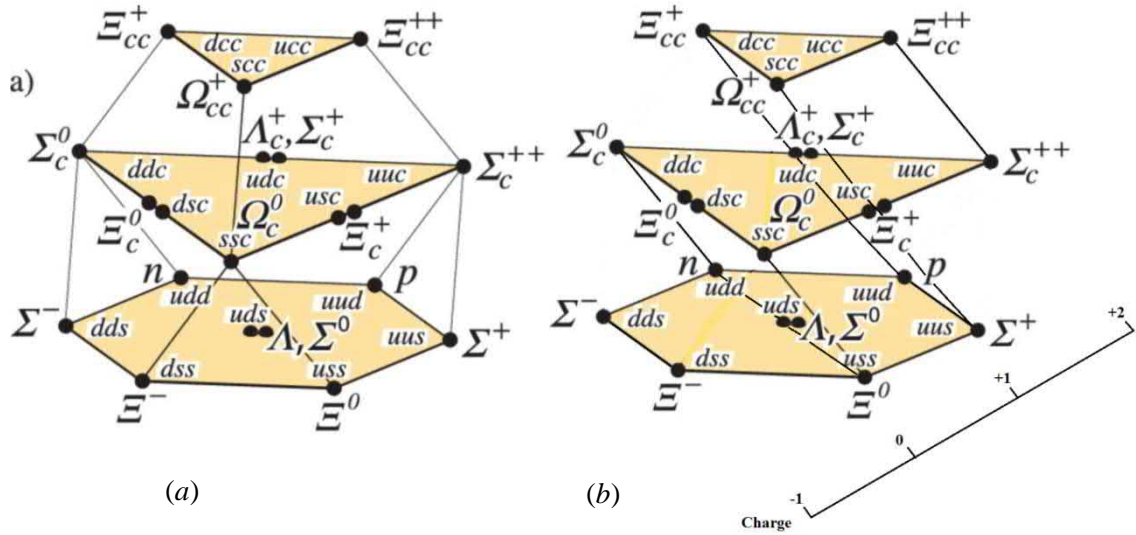


Fig. 1 SU(4) 20-plet of Baryons ($J^P=1/2^+$) made of u, d, s and c quarks, with an SU(3) octet at the bottom (a) SU(4) 20-plet of Baryons ($J^P=1/2^+$) in another style with different layers (b).

In the SU(3) framework the Gell-Mann / Okubo relation for the $J^P = 1/2^+$ Octets, equation (1) and the equal spacing rule for the $J^P = 3/2^+$ de-couplets, equation (2) work so nicely that we cannot abandon linear mass formulae for baryons (R. Aaij *et al*, 2017). Same behavior of the mass splitting of the particles may also be used to get expression for the particles having $J^P = 1/2^+$ and forming the multiplet in SU(4) as shown in figure (1a). Figure (1a) can be viewed from another angle, as shown in figure (1b). It is distributed in four different layers with increasing charge number.

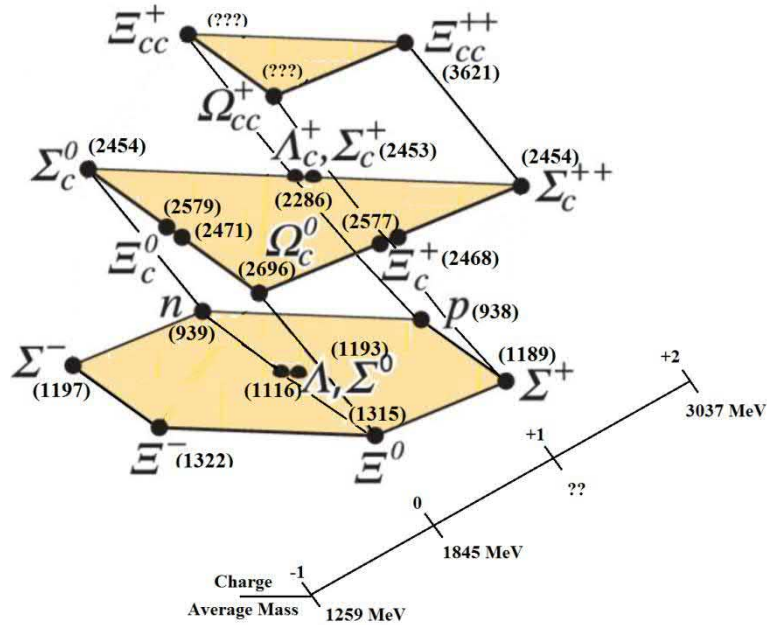


Fig. 2 SU(4) 20-plet of Baryons ($J^P=1/2^+$) made of u, d, s and c quarks, with different layers and their average masses.

In figure (2) quark contents of the particles are replaced with masses of the observed particles. Average of masses of particles in different layers with same charge number is written in front of each layer at the bottom right. Since Ξ_{cc}^+ and Ω_{cc}^+ baryons are not discovered yet, therefore we cannot calculate average mass of the layer with charge number +1. However we can approximate masses of these two unknown particles with simple method, similar to the method used by Gell-Mann/ Okubo for SU(3) de-couplet. Average masses of the particles in layers with charge number -1 and 0, are given by $M_{-1} = 1259$ MeV and $M_0 = 1845$ MeV respectively. Average mass of the particles in layer with charge number +1, M_{+1} cannot be obtained due to masses of two missing particles. Similarly average mass of the particles in layer with charge number +2, is given by $M_{+2} = 3037$ MeV.

Difference between average masses of the layers with charge number 0 and -1 is; $M_0 - M_{-1} = 586 \text{ MeV}$. Adding this value into the average mass of the layer with charge number zero (0), i.e. $M_0 = 1845 \text{ MeV}$ gives; $M_0 + 586 \text{ MeV} = 2431 \text{ MeV} = M_{+1}$. Similarly $M_{+1} + 586 \text{ MeV} = 3017 \text{ MeV} \approx M_{+2}$. Hence we can say that there is an equal spacing rule between these layers, given by;

$$M_2 - M_1 = M_1 - M_0 = M_0 - M_{-1} = 586 \text{ MeV}$$

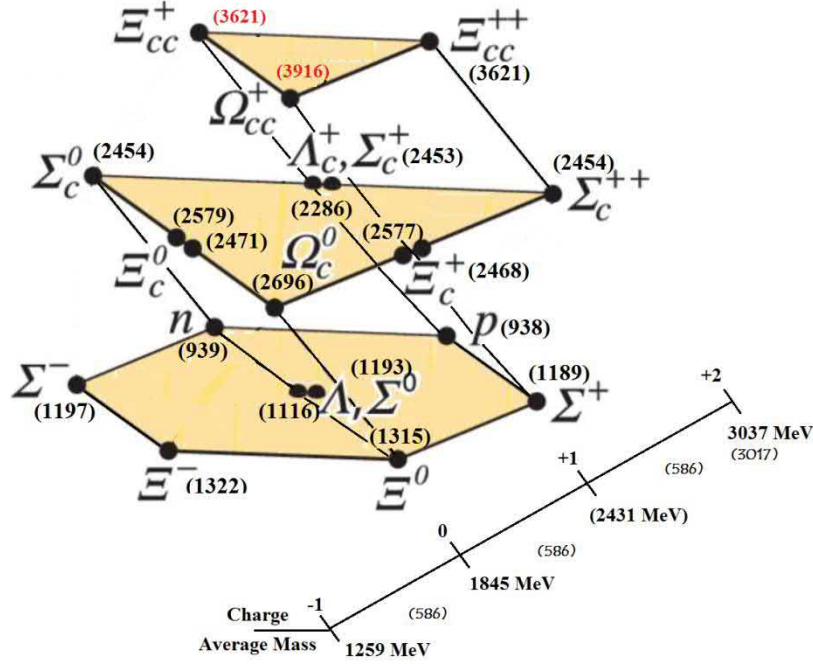


Fig. 3 $SU(4)$ 20-plet of Baryons ($J^P=1/2^+$) made of u , d , s and c quarks, with different layers and their average masses and some calculations.

2. Masses of the unknown particles

As shown in figure (3), since layer with charge +1 has missing two particles; therefore we cannot calculate its average mass. Total mass of the six particles in this layer is equal to 11911 MeV. Average mass of the layer obtained using the above method is equal to 2431 MeV. Therefore, total mass of eight particles in the layer will be equal to $2431 \times 8 = 19448 \text{ MeV}$. Difference between calculated total mass of eight particles and six particles is equal to $19448 - 11911 = 7537 \text{ MeV}$. Hence sum of the masses of two missing particles Ξ_{cc}^+ and Ω_{cc}^+ will be approximately equal to 7537 MeV. But one particle Ξ_{cc}^+ will have the same mass as Ξ_{cc}^{++} given by 3621 MeV, due to iso-spin symmetry, which is equal to $1/2\hbar$. Therefore mass of the Ω_{cc}^+ particle will be equal to $7537 - 3621 = 3916 \text{ MeV}$ approximately. Or in more precise form we can take square-root of its value as uncertainty in the mass calculation, given by; $Mass \text{ of } \Omega_{cc}^+ = 3916 \pm 62 \text{ MeV}$.

3. Iso-Spin and its 3rd component of the particles

In above paragraph it is stated that one particle Ξ_{cc}^+ will have the same mass as Ξ_{cc}^{++} given by 3621 MeV, due to iso-spin symmetry, which is equal to $1/2\hbar$. So we want to estimate iso-spin I and its third component I_3 . $SU(4)$ 20-plet of Baryons ($J^P=1/2^+$) shown in figure 1(a) may be presented in another style as shown in figure (4). Here iso-spin I and its third component I_3 are presented in following figures as (I , I_3).

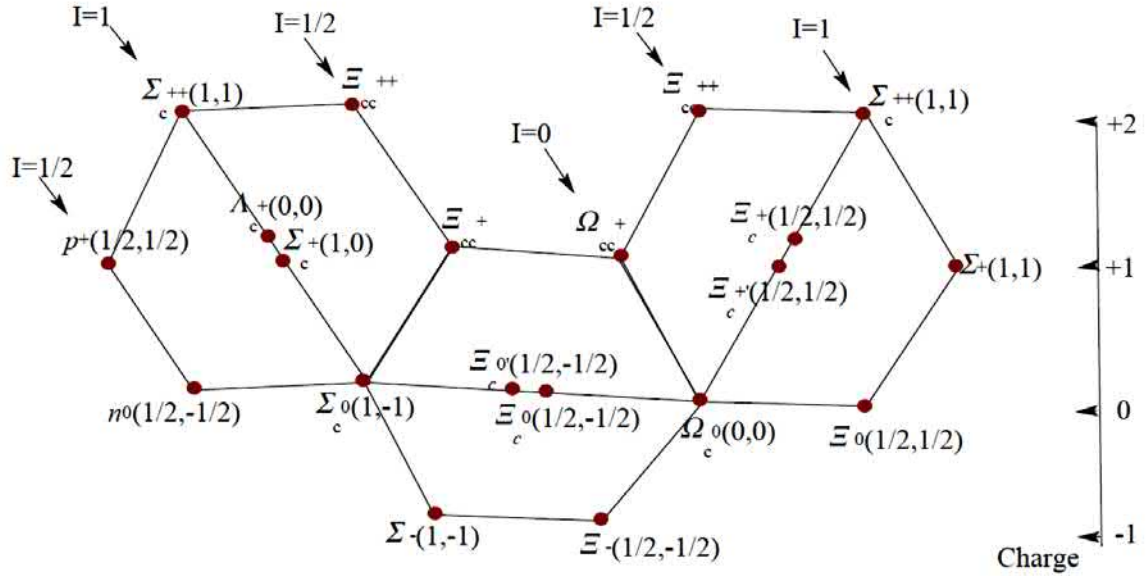


Fig. 4 $SU(4)$ 20-plet of Baryons ($J^P=1/2^+$) in another style.

Here in this figure it may be observed that charge value in layers is increasing from bottom to top. Iso-spin has also a definite value in any diagonal layer (from top left side) from top to bottom. It is found from figure (4) that iso-spins of the undiscovered exotic hyperons Ξ_{cc}^+ , Ξ_{cc}^{++} and Ω_{cc}^+ should be 1/2, 1/2 and Zero respectively. Similarly in order to find third component of iso-spin (I_3) of these particles, the figure (4) may be viewed from another angle, as shown in figure (5). It is observed that I_3 of particles in diagonal layers (from top right side) is decreasing by $1/2$ for each layer. By setting the values of I and I_3 for undiscovered hyperons according to the above procedure, it is found that Ξ_{cc}^+ , Ξ_{cc}^{++} and Ω_{cc}^+ have values of I_3 equal to 1/2, -1/2 and Zero respectively.

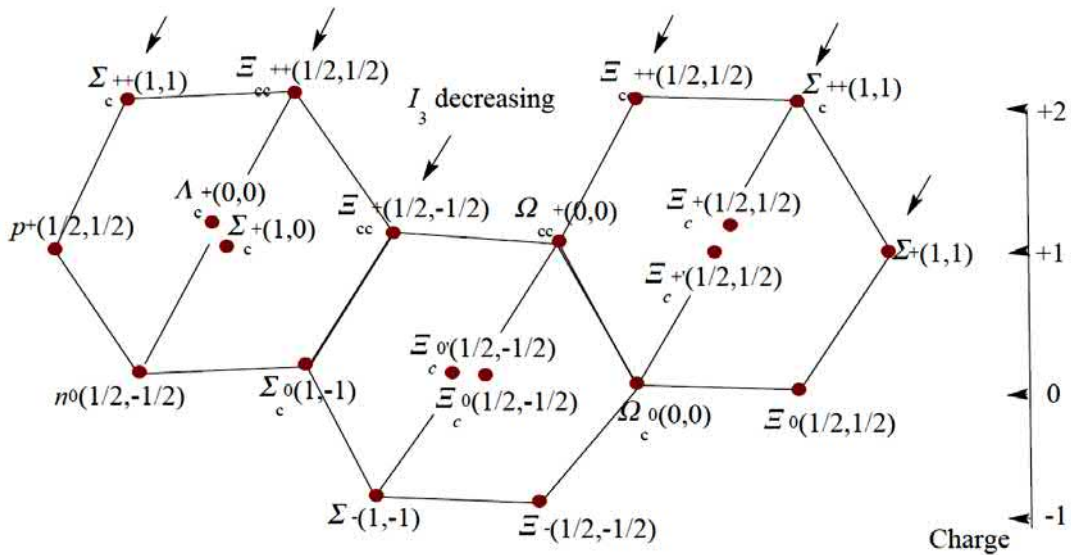


Fig. 5 $SU(4)$ 20-plet of Baryons ($J^P=1/2^+$) for iso-spins calculations

4. Conclusions

In this article some characteristics of the baryons with $J^P=1/2^+$ forming multiplets in $SU(4)$ have been studied in an easy way. As a result some clues about the masses and other characteristics of the unknown baryons have been obtained. Mass splitting expression for the baryons having spin $J^P=1/2^+$ in $SU(4)$ multiplets have been obtained, given by;

$$M_2 - M_1 = M_1 - M_0 = M_0 - M_{-1} = 586 \text{ MeV} .$$

Masses of the missing particles Ξ_{cc}^+ and Ω_{cc}^+ have been found to be approximately equal to 3621 ± 60 MeV and 3916 ± 62 MeV respectively. Iso-spin and third component of iso-spin of undiscovered hyperons Ξ_{cc}^+ , Ξ_{cc}^{++} and Ω_{cc}^+ have been found using simple method. It is observed that Iso-spin and third component of iso-spin (I, I_3) of Ξ_{cc}^+ , Ξ_{cc}^{++} and Ω_{cc}^+ particles should be (1/2, 1/2), (1/2,-1/2) and (0,0) respectively.

References

- David J. Griffiths, 2008. Introduction to Elementary Particles, John Wiley & sons, INC, New York.
- M. Gell-Mann, 1962. Proceedings of the International Conference on High-Energy Nuclear Physics, Geneva, Switzerland.
- S. Okubo, 1962. Note on Unitary Symmetry in Strong Interactions, Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) 27, 949.
- V. E. Barnes *et al.*, 1964. Observation of a hyperon with strangeness minus three, Physical Review Letters, 12 (8), 204.
- C. Patrignani *et al.* 2016. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 40, 100001.
- Imran Khan, 2017. Approximation of the Masses and other properties of Unknown Hyperons in Standard Model, <https://arxiv.org/abs/1709.09207>.
- R. Aaij *et al.*, 2017. Observation of the doubly charmed baryon Ξ_{cc}^{++} , Physical Review Letters 119, 112001.

INVESTIGATION OF THE ELASTIC SCATTERING PROCESS OF ^{14}N IONS WITH ^{16}O NUCLEI IN A WIDE INTERVAL ENERGY

Burtebayev N^{1,2}, Alimov D.K^{1,4}, Boztosun F², Amangeldi N³, Nassurlla M¹, Janseitov D¹, Burtebayeva J.T¹, Soldathan D³, Sakuta S.B⁵

¹Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan;

²Physics Faculty, Akdeniz University, Antalya, Turkey;

³L.N.Gumilyov ENU, Nur-Sultan, Kazakhstan;

⁴al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan;

⁵«Kurchatov Institute» National Research Center, Moscow, Russia

To date, the mechanisms for the formation of cross sections for elastic scattering of heavy ions on light nuclei remain controversial and require more detailed studies. In the differential cross sections of earlier papers [1], weak oscillations are observed in the region of small and medium angles, while in the backscattering angles they manifest themselves quite sharply, and with increasing energy of the incident ion, the oscillations increase. A noticeable increase in cross sections in the region of large angles is also observed. Such a behavior of the angular distributions of elastic scattering of heavy ions is difficult to theoretical description within the framework of the standard optical model. It follows from this that, in addition to the purely potential interaction, other mechanisms that must be taken into account in theoretical analysis contribute to the formation of elastic scattering cross sections in these processes. In particular, it is necessary to take into account the cluster structure of the studied nuclei and the mechanisms of cluster transfer.

At the DC-60 accelerator of the INP RK (Nur-Sultan, Kazakhstan), differential cross sections for elastic scattering of ^{14}N ions on ^{16}O nuclei were measured at energies of 1.5 and 1.75 MeV/nucleon in the range of angles 30° – 165° in the center of mass system [1].

The measurements were carried out using the ΔE -E particle registration and identification technique, based on the simultaneous measurement of the specific energy loss of a charged particle in dE/dx and its total kinetic energy E. In the experiment, thin films of aluminum oxide (Al_2O_3) thick were used as targets 30 – $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. The thicknesses of silicon detectors were $10 \mu\text{m}$ (ΔE - detector) and $200 \mu\text{m}$ (E - detector). The beam current ranged from 1 to 100 nA, depending on the scattering angle and the loading of electronic equipment. All measurements were carried out at the measuring and computing complex of the laboratory, the basis of which is a multi-dimensional process analysis system based on ORTEC and PC/AT electronic units [2].

The analysis of angular distributions at energies of 21–76.2 MeV (together with published data [3]) was carried out in the framework of the optical model, the folding model, and the distorted wave method using the FRESKO program. It should also be noted that we introduced two additional potentials in a phenomenological way, exploring the sensitivity of scattering to the optical potential. From the analysis of experimental data in the framework of the optical model of the nucleus and the folding model, optimal, physically justified parameters of the optical potential (OP) of the interaction are found. The potential parameters proposed in [1, p.174] were taken as starting OPs. In the framework of the distorted wave method, elastic scattering was analyzed taking into account the contribution of the cluster transfer mechanism, which showed that for $^{16}\text{O}(^{14}\text{N}, ^{16}\text{O})^{14}\text{N}$ processes in the region of large angles, the influence of this mechanism on the formation of scattering cross sections is significant.

Reference

1. Burtebaev N, Kerimkulov Zh.K., Amangeldi N., Alimov D.K., Yushkov A.V., Mukhamedzhanov E.S., Dzhansheytoev D.M., Mauey B., Aimagambetov A., Zhagypar K., Pattaev A. Studying the elastic scattering of ^{14}N ions on ^{16}O nuclei at energy near the Coulomb barrier // *Izvestiya NAS RK. series of phys. - mat.* -2016. №3(307) -P.170–176.
2. Artyomov S.V., Bazhazhin A.G., Baktybaev M.K., Burtebaev N., Duysebaev A., Duysebaev B.A., Zarifov R.A., Kadyrzhanov K.K., Karakhodzhaev A.A., Sakhiev S.K., Satpayev N.K., Sargaskaev A.M., Seytimbetov A.M. Scattering chamber for measuring the cross sections of nuclear reactions at extremely small angles on the extracted beam of the U – 150M isochronous cyclotron // *Izvestiya NAS RK, ser. Phys.-Math.* - 2006. –T.6. – P.61-64
3. Motobayashi, T., Kohno, I., Ooi, T., Nakajima, S. α -Transfer reactions between light nuclei // *Nuclear Physics A*, -1979. –P.193–212. Doi:10.1016/0375-9474(79)90309-9.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТИМОСТИ РЕАКЦИЙ НА ВНУТРЕННИХ МИШЕНЯХ НУКЛОТРОНА ОИЯИ

Игамкулов¹ З.А., Афанасьев¹ С.В., Дряблов¹ Д.К., Малахов¹ А.И.

¹-Объединенный институт ядерных исследований;

г. Дубна, 141980, РФ, gamkulo@ihe.jinr.ru (Московская область, г. Дубна, ул.Жолио-Кюри 6).

Аннотация

В статье приводятся первые данные по дельта-электронам, полученные с использованием полупроводникового ΔE-E детектора на станции внутренних мишеней Нуклотрона ОИЯИ. Используются тонкопленочные внутренние мишени Ag и Si, ускоренными частицами являются дейтроны. Исследована возможность диагностирования светимости pA, dA- реакций с помощью δ-электронов, вылетающих из внутренней мишени Нуклотрона. Полупроводниковый детектор расположен в передней полусфере внутренней мишени, под полярным углом 64° к оси пучка.

Ключевые слова: внутренняя мишень, дельта электроны, полупроводниковый детектор, светимость.

1. Введение

При проведении физических экспериментов на внутренней мишени с циркулирующим пучком ядер Нуклотрона возникает необходимость оперативного контроля интенсивности взаимодействия пучка во времени с внутренней мишенью. Данная величина при единичном сечении определяется как светимость реакции L_c ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Число регистрируемых в единицу времени вторичных частиц $dN/d\Omega$ и дифференциальное сечение их рождения $d\sigma/d\Omega$ под углом θ связаны следующим соотношением:

$$\frac{dN}{d\Omega}(\theta) = L_c \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \quad (1)$$

При ионизационных потерях в каждом столкновении пролетающей частицы с электроном среды, в среднем ею теряется очень небольшая порция энергии. И только в редких случаях передается значительная энергия, т.е. образуется δ-электрон. Отсюда следует заключение, что большая передача энергии с образованием δ-электрона осуществляется при малых значениях ($b \sim a$) прицельного параметра.

Схема парного кулоновского взаимодействия налетающего ядра с электроном мишени при различных прицельных параметрах b представлена на Рис.1. Здесь Z_p и Z_t обозначают заряды ядер пучка и мишени соответственно; β и β_0 – это скорости налетающего ядра и электрона мишени; θ_e – угол вылета электрона и E_e – его кинетическая энергия после взаимодействия с ядром пучка.

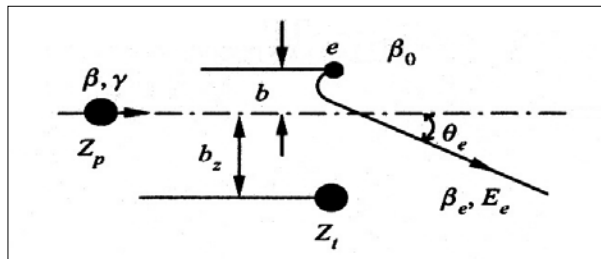


Рис.1. Схема взаимодействия налетающей частицы пучка со свободным электроном атома внутренней мишени.

В случае $b \ll b_z$ влиянием поля собственного ядра мишени Z_t можно пренебречь и при $\beta_0 \ll \beta$ электрон можно считать первоначально покоящимся. В результате взаимодействия с налетающим ядром δ-электрон приобретает энергию E_e , кинематически однозначно связанную с углом вылета θ_e [1]:

$$E_e = 2m_e \frac{(\gamma^2 - 1) \cos^2 \theta_e}{\gamma^2 - (\gamma^2 - 1) \cos^2 \theta_e}, \quad \text{здесь } \gamma = 1 / (1 - \beta^2) \quad (2)$$

E_e величина связана с прицельным параметром взаимодействия (b) выражением:

$$E_e = (Z_p)^2 \frac{2m_e r_e^2}{\beta^2 b^2} \quad (3)$$

Объединяя (2) и (3), при учете $d\sigma_e = 2\pi b db$, получаем:

$$d\sigma_e = 2\pi(Z_p)^2 \frac{2r_e^2 \sin\theta_e}{\beta^4 \cos^3\theta_e} d\theta_e = (Z_p)^2 \frac{r_e^2}{\beta^4} \frac{d\Omega}{\cos^3\theta_e} \quad (4)$$

где $r_e = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона и угол $0 \leq \theta_e \leq 90^\circ$.

С увеличением значения прицельного параметра (b) угол вылета электронов θ_e приближается к 90° и $d\sigma_e/d\Omega_e$ начнет отклоняться от зависимости (4) из-за влияния поля собственного ядра. Таким образом, в соответствии с Рис.1, δ -электронов необходимо регистрировать на тех значениях θ_e угла, где справедливо выражение (4), т. е. при $< 90^\circ$.

2. Материалы и методика

2.1. Детектор

Разработанный нами детектор заряженных частиц [2], состоящий из ΔE и E - частей, предназначен для исследования вторичных частиц, вылетающих из тонкопленочных мишеней. Для ΔE - детектора использован кремниевый диод S7478 - серии (Hamamatsu) [3], с активной областью 5×5 мм² и толщиной 300 мкм. E - детектором служит CsI(Tl) сцинтиллятор с диаметром 15.8 мм и высотой 30 мм, просматриваемый Si PIN диодом S3590-08 серии (Hamamatsu) [4] с активной областью 10×10 мм² (см. Рис.2).

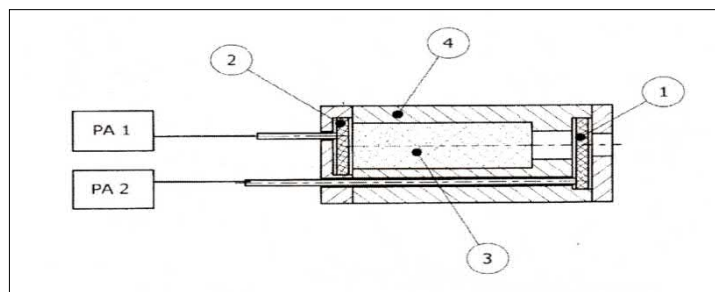


Рис.2. Схема ΔE и E - детектора: 1- ΔE (Si) детектор, 2- PIN фотодиод S3590-08, 3- CsI(Tl) неорганический сцинтилляционный кристалл, 4- специальный металлический корпус, PA1 и PA2 - зарядочувствительные предусилители.

Съем сигнала от детекторов и подача питания к ним (+12V/ +50V) производится через вакуумный разъем с помощью коаксиальных кабелей. Полученный от детектора сигнал передается специально разработанным блоком предусилителей (PA1 и PA2) в электронную схему экспериментальной установки.

Полупроводниковый детектор был установлен в камере внутренних мишеней под полярным углом 64° от оси пучка (см. Рис.3).

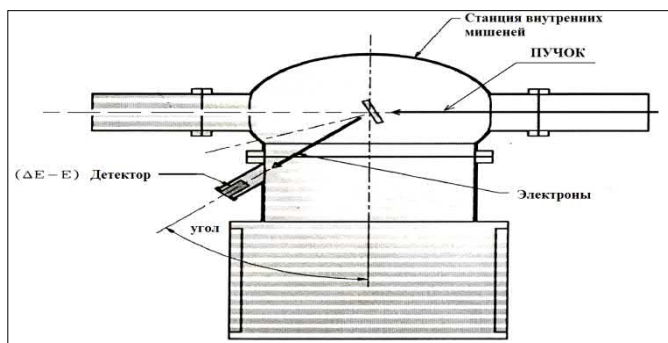


Рис.3. Расположение полупроводникового ΔE и E - детектора внутри вакуумной камеры ускорителя Нуклотрон ОИЯИ.

2.2. Эксперимент и методика

В экспериментах с полупроводниковым детектором были использованы ^{47}Ag и ^{29}Cu мишени с толщиной 21 и 35 мг/см², соответственно. Энергия ускоренных дейтронов была в интервале от 326 МэВ/н до 366 МэВ/н, с интенсивностью пучка $I_d = (7 \div 7,9) \times 10^9$ за цикл. Траектория перемещения внутренней мишени внутри кольца Нуклотрона контролировалась специальной программой [5], чтобы влияние мишени на проходящий пучок дейтронов было минимальным и пространственно-временные характеристики пучка не менялись.

В проведенном эксперименте скорости налетающего ядра и электрона соотносятся как $\beta_o \gg \beta_e$ и энергия налетающего дейтронного пучка на внутреннюю мишень (^{29}Cu , ^{47}Ag) имела значения $E_d = 326 \div 366$ МэВ/н. Для вылетающих из мишени под углом $\theta_e = 64^\circ$ дельта-электронов их энергия, соответственно, составляет $E_\delta \approx 98 \div 107$ кэВ. Для указанных энергий налетающего дейтрона, дифференциальное сечение образования δ -электронов под углом $\theta_e = 64^\circ$ составляет $d\sigma/d\Omega|_{e^-} \approx (3,94 \div 4,63)$ барн \cdot ср⁻¹.

Полученные экспериментальные данные для ^{29}Cu и ^{47}Ag мишеней формируют три отдельные области частиц – cut 1, cut 2 и cut 3, соответствующие трем типам частиц. Более четкое разделение разных групп частиц можно получить нормировкой данных на средние взвешенные значения dE из области cut 2 (протоны). На рис. 4 четко видны три группы частиц, которые можно аппроксимировать суммой трех функций Гаусса и определить границы областей. Для каждой группы частиц, которой соответствует своя функция Гаусса, можно вычислить их количество, например, вычислением суммы частиц в каждом экспериментальном бине. Количество частиц в отдельном бине берется равным значению функции Гаусса в середине этого бина.

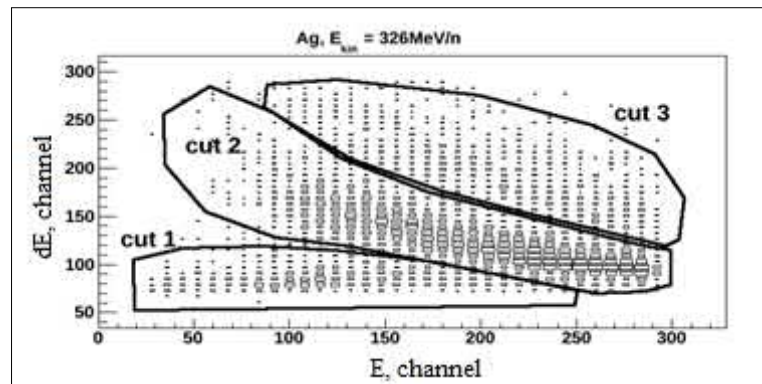


Рис.4. $dE - E$ зависимость экспериментальных данных для Ag мишени при энергии дейтронов $E_d = 326$ МэВ/н. Линиями обводятся три области, соответствующие 3-м типам частиц: cut 1 – электроны, cut 2 – протоны, cut 3 – дейтроны и более тяжелые частицы.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Экспериментальные данные

Ниже в Таб.1 приведены экспериментальные данные (количество электронов) для ^{29}Cu и ^{47}Ag мишеней для разных энергий пучка дейтронов ($\theta_e = 64^\circ$).

Таб.1: Количество зарегистрированных на $E - dE$ совпадения дельта-электронов, вылетающих из Ag и Cu мишеней для разных энергий дейтронов пучка Нуклотрона

Ag, d(МэВ/н)	326	334	340	342	356	360
N_e (электроны)	900	1300	1100	1100	880	850
Cu, d(МэВ/н)	350	352	356	360	366	372
N_e (электроны)	500	450	440	500	550	350

Время набора данных, приведенных в Таб. 1, для разных энергий дейтронов различается.

Ожидаемый выход электронов рассчитывается по указанной схеме:

1. Определяется количество электронов, попадающих в единицу времени в детектор $N_e/t_{изм}$;
2. Вычисляется общее количество электронов $dN_e/d\Omega_e(\theta_e)$, вылетающих из мишени под углом $\theta_e = 64^\circ$ с учетом углового акцептанса ($1,6 \times 10^{-5}$ стерад.) детектора.

При известной толщине и материале мишени, а также интенсивности N_o (имп/сек) пучка, ожидаемое число электронов вылетающих под углом θ_e определяется формулой [6, 7]:

$$\frac{dN_e}{d\Omega_e}(\theta_e) = t \cdot \frac{Z_t}{A_t} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot N_o \cdot \frac{d\sigma_e}{d\Omega_e}(\theta_e), \quad (5)$$

где t – толщина мишени ($г/см^2$), Z_t и A_t – заряд и атомный вес мишени.

С другой стороны, зная число регистрируемых в единицу времени вторичных частиц ($dN/d\Omega$) и дифференциальное сечение ($d\sigma/d\Omega$) их рождения под углом θ_e , можно определить усредненную за время цикла светимость реакции \bar{L}_e ($см^{-2} \cdot с^{-1}$) по соотношению:

$$\frac{dN_e}{d\Omega_e}(\theta_e) = \bar{L}_e T_c z_t \frac{d\sigma_e}{d\Omega_e}(\theta_e), \quad (6)$$

Расчеты ожидаемого числа выхода δ - электронов из внутренней мишени (при ее взаимодействии с пучком дейтронов) по экспериментальным данным N_e (exp.) и по формуле (5) N_e (calc.) дали результаты, представленные в Таб. 2 и 3:

Таб.2: Экспериментальные и расчетные выходы δ -электронов из внутренней мишени серебра при различных значениях энергии дейтронов

Ag(MeV/n)	326	334	340	342	356
N_e (exp.)	$8,93 \cdot 10^4$	$1,02 \cdot 10^5$	$0,99 \cdot 10^5$	$0,93 \cdot 10^5$	$0,87 \cdot 10^5$
N_e (calc.)	$1,77 \cdot 10^8$	$1,79 \cdot 10^8$	$1,68 \cdot 10^8$	$1,67 \cdot 10^8$	$1,59 \cdot 10^8$

Из полученных данных можно заметить, что соотношение ожидаемого выхода электронов N_e (calc.) - вычисляемого по формуле (5) к количеству электронов, определяемых экспериментальным путем N_e (exp.) для одного типа мишени фактически постоянен и не зависит от энергии налетающих ядер. Для ^{47}Ag мишени это соотношение равно:

$$K_{Ag} = N_e(\text{calc.}) / N_e(\text{exp.}) = 1803 \pm 80 \quad (7)$$

Таб.3: Экспериментальные и расчетные выходы δ -электронов из внутренней мишени меди при различных значениях энергии дейтронов

Cu(Mev/n)	350	352	356	360	366
N_e (exp.)	$4,34 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^4$	$3,92 \cdot 10^4$	$4,23 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^4$
N_e (calc.)	$3,07 \cdot 10^8$	$3,0 \cdot 10^8$	$2,99 \cdot 10^8$	$3,14 \cdot 10^8$	$3,08 \cdot 10^8$

Поскольку светимость реакции прямо пропорциональна ожидаемому выходу электронов:

$$\bar{L}_e(\text{calc}) / \bar{L}_e(\text{exp.}) = N_e(\text{calc}) / N_e(\text{exp.}) \quad (8)$$

то можно написать, что светимость определяемая по δ - электронам \bar{L}_e (exp.) и истинная светимость dAg – реакции связаны соотношением:

$$\bar{L}_e(dAg) = K_{Ag} \times \bar{L}_e(\text{exp.}) = (1803 \pm 80) \cdot \bar{L}_e(\text{exp.}) \quad (9)$$

и коэффициент K_{Ag} практически не меняется с изменением энергии налетающих дейтронов.

Для ^{29}Cu мишени коэффициент K_{Cu} будет другим и тоже не зависит от энергии налетающих дейтронов:

$$\bar{L}_e(dCu) = K_{Cu} \times \bar{L}_e(\text{exp.}) = (7352 \pm 220) \cdot \bar{L}_e(\text{exp.}) \quad (10)$$

На Рис.5 приведены светимости реакций, определенные по экспериментальным данным, полученным от полупроводникового ΔE - E детектора для разных энергий налетающих дейтронов. Умножая эти значения светимостей на соответствующие экспериментально определенные коэффициенты, можно получить истинную светимость pA-, dA- реакций.

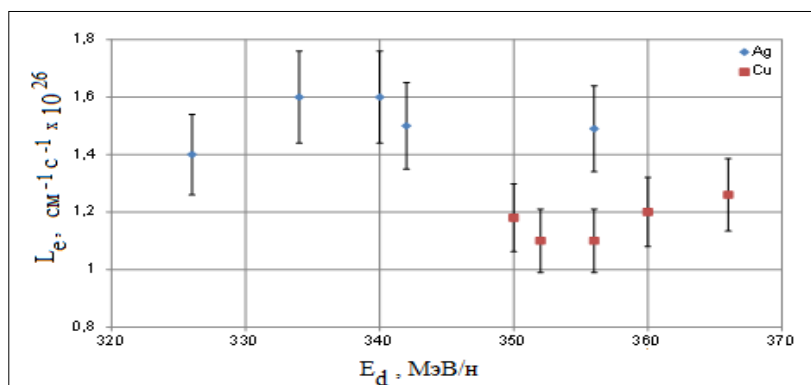


Рис.5. Светимости, определенные по экспериментальным данным от ΔE и E - детекторов, т.е. по дельта - электронам для dAg - и dCu - реакций.

Например, пользуясь данными Таб. 2 и 3, можно определить светимость (см. рис.5) для dCu -реакции (при $E_d = 360$ МэВ/н):

$$\bar{L}_e = (1,18 \pm 0,12) \times 10^{26} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{c}^{-1} (\text{exp.}) \quad (11)$$

если светимость \bar{L}_e (11), определенную по дельта - электронам, умножить на коэффициент K_{Cu} , то получим истинную светимость реакции:

$$\bar{L}(dCu) = K_{Cu} \times \bar{L}_e = (0,9 \pm 0,03) \times 10^{30} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{c}^{-1} \quad (12)$$

Для проверки полученных данных с помощью программы RQMD 2.3 было проведено моделирование dCu реакции при энергии $E_d = 360$ МэВ/н. Было получено 3×10^6 вторичных протонов, из которых в угловой растров (64 ± 0,4)⁰ акцептанса нашего детектора летят 17719 протонов. Сечение неупругого dCu взаимодействия составляет 2 барна. Анализируя вторичные протоны, зарегистрированные в эксперименте нашим детектором, при энергии $E_d=360$ МэВ/н светимость реакции L_p для dA - взаимодействий получилась равной:

$$L_p = (0,49 \pm 0,01) \times 10^{30} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{c}^{-1} \quad (13)$$

В эту оценку светимости по протонному каналу не входили потери протонов. В результате значение светимости по (13) получилось немного меньшим, чем светимость по дельта -электронам (12).

Заключение

В заключении можно отметить следующие обстоятельства:

- как следует из экспериментальных данных, для одной и той же мишени коэффициент K постоянен и с изменением энергии налетающих дейтронов не меняется;

- при проведении последующих экспериментов с ΔE и E - детектором, увеличивая время измерения данных и подбирая энергию налетающих дейтронов в широком диапазоне (от 100 МэВ/н до 2000 МэВ/н), можно с большой точностью определить коэффициент K для каждой внутренней мишени Нуклотрона;

- для наших условий эксперимента на внутренней мишени Нуклотрона, зная коэффициент K и материал мишени, можно по выходу дельта-электронов определять светимость реакции для любых энергий и типа ускоряемых частиц ускорителя.

Литература

1. Bernier, K., et al., 1997. Calibration of secondary emission monitors of absolute proton beam intensity in the CERN SPS North Area., CERN 97-07.
2. Crusaru, M., et al., 2015. A ΔE -E semiconductor detector combined with CsI(Tl) crystal for monitoring the relative electrons flux generated in interaction of accelerated nuclei beam on thin targets. Journal of Instrumentation - Technical Report, 10, T07003.
3. <http://hamamatsu.com/us/en/product/category/3100/4001/4103/S7478/index.html>.
4. <http://hamamatsu.com/us/en/product/category/3100/4001/4103/S3590-08/index.html>.
5. Isupov, A.Yu., 2001. DAQ System for High Energy Polarimeter at the LHE, JINR: “gdpb”-Implementation Based on the Data Processing with Branch points JINR Communications. E10-2001-198, 1-15.
6. Перкинс, Д., 1975. Введение в физику высоких энергий, Изд. Мир, Москва.
7. Артемов, А.С., Афанасьев, С.В., 2004. Возможности контроля светимости в экспериментах с внутренними мишенями на Нуклотроне по δ -электронам, Письма в ЭЧАЯ., 2, 18-26.

ОБРАЗОВАНИЕ η -МЕЗОННЫХ ЯДЕР В $d(^{12}\text{C})$ – ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА УСКОРИТЕЛЕ НУКЛОТРОН

Игамкулов¹ З.А., Афанасьев¹ С.В., Дряблов¹ Д.К., Малахов¹ А.И.

¹Объединенный институт ядерных исследований;

г.Дубна, 141980, РФ, [gankulo@lhe.jinr.ru](mailto:gankulo@ihe.jinr.ru) (Московская область, г. Дубна, ул.Жолио-Кюри 6).

Аннотация

Представлен анализ экспериментальных данных, которые были получены на внутренней мишени Нуклотрона при поиске связанного состояния η -мезона и ядра мишени [1]. Рассмотрено формирование η -мезонного ядра в $d + ^{12}\text{C}$ реакции при энергии дейтронов 1.5; 1.9 и 2.1 ГэВ/н. Данные были получены по продуктам распада $S_{11}(1535)$ -резонанса, образующегося в результате захвата η -мезона в ядро мишени. Отбор и регистрация полезных “событий” была проведена с помощью сцинтилляционного спектрометра СКАН-2. Дана оценка энергии связи $S_{11}(1535)$ -резонанса и η -мезона в ядре мишени.

Ключевые слова: внутренняя мишень, эта-мезоны, резонансы, энергия связи мезонов и резонансов.

1. Введение

Эта-мезонными ядрами (ηA) принято называть сильно связанную систему η -мезона и ядра [2,3]. При взаимодействии с ядром (γ , π , e^- , p) - частиц или ионов высокой энергии может образоваться (ηA) - система в результате “захвата” медленного η -мезона на одном из нуклонов ядра (см.Рис.1).

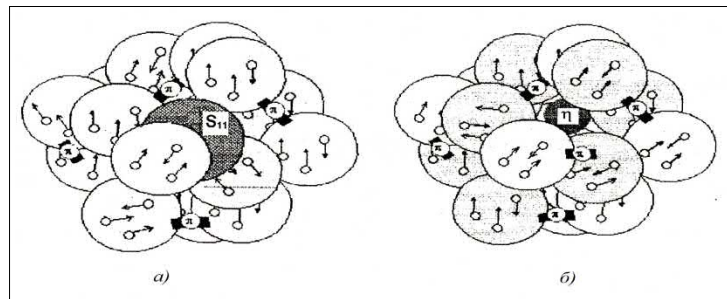


Рис.1 Два состояния эта-мезонного ядра: слева - с $S_{11}(1535)$ - резонансом внутри ядра (а); справа - с эта-мезоном (б).

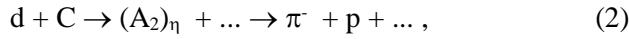
Поскольку η -мезон не имеет электрического заряда, он находясь в поле ядра, образует квазистабильный уровень в этом поле в результате сильного взаимодействия с ядром. Во взаимодействии η -мезона с ядерным нуклоном может родиться $S_{11}(1535)$ -нуклонный резонанс [4]. Этот резонанс через некоторое время ($\tau \approx 3 \cdot 10^{-23}\text{с}$) распадается внутри ядра по каналам $S_{11}(1535) \rightarrow (\eta + N)$ или $(\pi + N)$ с вероятностью ($W = 0.5/0.5$). Роль $S_{11}(1535)$ -резонанса в образовании эта-мезонного ядра (при энергиях η -мезона ≤ 50 МэВ) является доминирующей, поэтому эта-ядра можно представить в виде цепочки возникающих и распадающихся $S_{11}(1535)$ -резонансов внутри ядра мишени [5]:

$$\eta + N \rightarrow S_{11} \rightarrow \eta + N \rightarrow S_{11} \rightarrow \dots \rightarrow \pi + N \quad (1)$$

Эта цепочка может закончиться после нескольких осцилляций, если очередной распад $S_{11}(1535)$ резонанса произойдет по πN -каналу и эта пара частиц, обладая достаточно большими энергиями, смогут вылететь из ядра.

2. Методика эксперимента

Измеряя энергию вылетевших из внутренней мишени Нуклотрона π и N пары, можно определить $E_g(S_{11})$ -энергию связи и $\Gamma_g(S_{11})$ - ширину для η -мезонного ядра, содержащего в своем составе $S_{11}(1535)$ нуклонный резонанс. В работе [1] было исследовано формирование эта-мезонного ядра в $d + ^{12}\text{C}$ реакции в интервале энергий 1.5 ÷ 2.1 ГэВ/н пучка дейтронов Нуклотрона в реакции:



где A_2 – ядра-остаток углеродной мишени, создаваемый в $d + {}^{12}C$ столкновении.

Парные заряженные частицы ($\pi^- p$), летящие под прямым углом к пучку и в противоположных направлениях друг от друга ($\sim 180^\circ$ в л.с.о), регистрируются двухплечевым спектрометром СКАН-2 (см.Рис.2) [6]. Образованием η -мезонного ядра будет рассматриваться появление пика в энергетическом спектре коррелированных ($\pi^- p$)-пар от распада $S_{11}(1535)$ - резонанса.

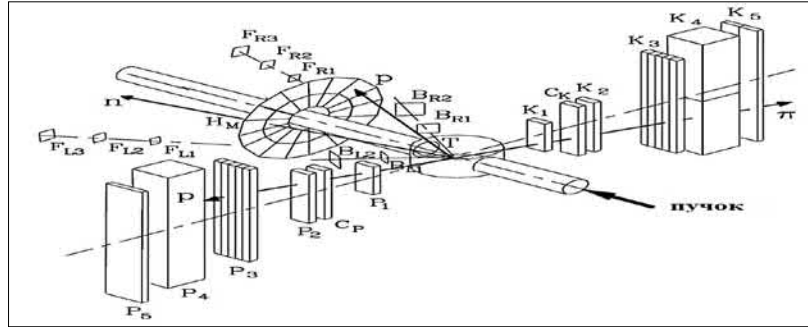


Рис.2 Схема экспериментальной установки СКАН-2: НМ - кольцевой 32-элементный годоскоп; P1, P2, P3 (K1, K2, K3) –быстрые сцинтилляционные счетчики временной привязки; P4 и K4 – сцинтилляционные счетчики большого объема; P5 и K5 – сцинтилляционные счетчики частиц с большим импульсом; СР и СК – черенковские пороговые счетчики выделения пионов; VL, FL и VR, FR – четыре набора счетчиков-мониторов.

Для разлетающихся $\pi^- p$ - пары частиц эффективная масса оценивалась методом Монте-Карло, путем генерации событий соответствующих к реакции (2). Полярный угол вылета пары частиц подобран $\approx 180^\circ$ за счет требования двухчастичного триггера. В эксперименте регистрировалось одновременное попадание вторичных частиц, разлетающихся под углом в 180° в л.с.о. Энергию и выход двух частичных событий измеряли для значений углов $\Theta_{NN} = 180^\circ$ (регистрация эффекта) и $\Theta_{NN} = 170^\circ$ (фоновые измерения).

3. Анализ экспериментальных данных

Рассмотрим полученные в работе [1] результаты по эффективным массам $\pi^- p$ - пары в области резонанса $S_{11}(1535)$ для разных энергий налетающего пучка дейтронов:

- при энергии первичного d - пучка 1.5 ГэВ/н пик спектра эффективных масс $\pi^- p$ - пары имеет характеристики $\langle M_{\text{eff}} \rangle = (1480 \pm 18)$ МэВ/ c^2 , а ее ширина равна 23 МэВ/ c^2 (см. Рис.3. а);
- тоже самое для энергии $E_d = 1.9$ ГэВ/н показывает значения $\langle M_{\text{eff}} \rangle = (1493 \pm 4)$ МэВ/ c^2 и ширину 38.3 МэВ/ c^2 (см. Рис.3. б);

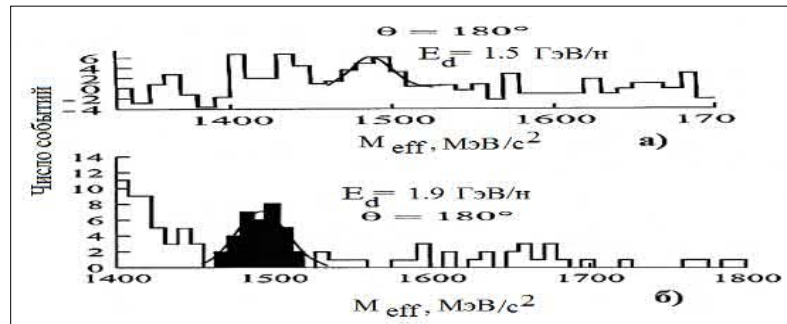


Рис.3 Эффективные массы $\pi^- p$ -пары частиц от распада $S_{11}(1535)$ -резонанса для энергий налетающего пучка дейтронов 1.5 ГэВ/н (а) и 1.9 ГэВ/н (б).

- при энергии налетающего пучка $E_d = 2.1$ ГэВ/н получен пик на отметке (1481 ± 8.4) МэВ/ c^2 , а его ширина равна (47 ± 9) МэВ/ c^2 (см. Рис.4).

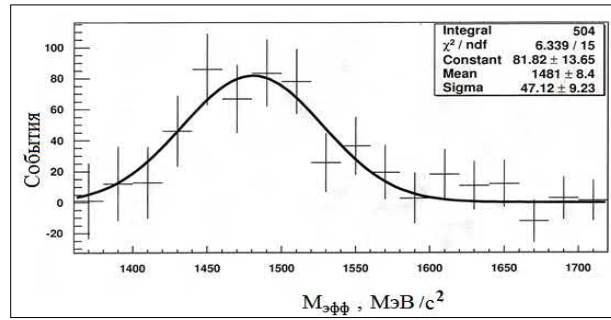


Рис.4. Спектр эффективных масс отобранных событий (πr -пары) от распада $S_{11}(1535)$ -резонанса для энергии пучка дейтронов 2.1 ГэВ/н.

Воспользуемся приведенными выше данными в наших оценках энергетического сдвига ΔE положения максимума распределения суммарной энергии $E(\pi+r)$ от распада связанного в ядре $S_{11}(1535)$ -резонанса по сравнению с положением максимума аналогичного распределения свободного $S_{11}(1535)$ -резонанса. Величина энергетического сдвига для трех значений налетающего пучка дейтронов для $S_{11}(1535)$ -резонанса получилось равной:

1. $\Delta E = 1535 \text{ МэВ} - (1480 \pm 18) \text{ МэВ} = (55 \pm 18) \text{ МэВ}$ при $E_d = 1.5 \text{ ГэВ/н}$;
2. $\Delta E = 1535 \text{ МэВ} - (1493 \pm 4) \text{ МэВ} = (42 \pm 4) \text{ МэВ}$ при $E_d = 1.9 \text{ ГэВ/н}$;
3. $\Delta E = 1535 \text{ МэВ} - (1481 \pm 8.4) \text{ МэВ} = (54 \pm 8.4) \text{ МэВ}$ при $E_d = 2.1 \text{ ГэВ/н}$.

Смещение по энергии на ΔE означает, что на эту величину изменилась масса $S_{11}(1535)$ -резонанса, связанного в ядре по сравнению с массой свободного и не связанного в ядре $S_{11}(1535)$ -резонанса. Как видно из полученных данных, для энергий $E_d = 1.5, 1.9$ и 2.1 ГэВ/н значения ΔE получились близкими, в среднем $(50.3 \pm 10) \text{ МэВ}$ и для дальнейших расчетов берем это среднее значение. Погрешности в измерении сдвига по энергии ΔE для $S_{11}(1535)$ -резонанса в ядре оценивается точностью измерения времени пролета частиц в спектрометре СКАН-2, а также погрешностью в решении обратной задачи.

Предполагая, что масса $S_{11}(1535)$ -резонанса есть результат слияния масс η -мезона и нуклона в ядре углерода, и что энергия связи нуклона $\Delta m = 7.6 \text{ МэВ}$, можно получить оценку энергии связи η -мезона в ядерной среде:

$$\Delta m(\eta) = (50.3 \pm 10) \text{ МэВ} - 7.6 \text{ МэВ} = (42.7 \pm 10) \text{ МэВ} \quad (4)$$

Таким образом, получили следующие значения энергий связи (дефекта массы) для $S_{11}(1535)$ -резонанса и η -мезона в ядерной среде:

$$E_g(S_{11}) = (50.3 \pm 10) \text{ МэВ} \quad (5)$$

$$E_g(\eta) = (42.7 \pm 10) \text{ МэВ} \quad (6)$$

Ширина пика от распада πr - пары в спектре эффективных масс, в среднем для трех значений энергий дейтронов составляет $\sim (36.1 \pm 9) \text{ МэВ}$.

Заключение

В заключении следует отметить, что хорошие результаты анализируемой работы связаны прежде всего: с правильным выбором метода идентификации η -мезонных ядер, а также выбором подходящих реакций и условий проведения эксперимента, использованием спектрометра СКАН-2, имеющего временное разрешение $\delta t_i \approx 0.15 \div 0.2 \text{ нсек}$.

Оценка величины дефекта массы $S_{11}(1535)$ -резонанса и η -мезона, связанных в ядре, дали значения $E_g(S_{11}) = (50.3 \pm 10) \text{ МэВ}$ и $E_g(\eta) = (42.7 \pm 10) \text{ МэВ}$ соответственно. На спектре эффективных масс πr - пары от распада $S_{11}(1535)$ - резонанса получен пик в среднем на отметке $(1484.7 \pm 10) \text{ МэВ}/c^2$, а его ширина в среднем вышла равной $\sim (36.1 \pm 9) \text{ МэВ}$.

По оценкам работ разных авторов, ожидаемые энергии связи и ширины составляют $\sim 10\text{--}20 \text{ МэВ}$ и $\sim 30 \text{ МэВ}$ соответственно [7, 8]. Наше значение ширины совпадает с предсказанными, но для

энергии связи наши данные получаются завышенными. Возможно, это было связано с наличием некоторого импульса, имеющегося у практически покоящегося $S_{11}(1535)$ -резонанса.

Литература

1. Afanasiev, S.V., et. al. 2011. Search results of η -mesic nuclei in the d+C reaction in JINR. Nucl. Phys. B (Proc.Suppl). 219-220, 255-258.
2. Haider, Q., Liu, L.C. 1986. Formation of an eta - mesic nucleus. Physics Letters.B. 172, 257-260.
3. Liu, L.C., Heider, Q. 1986. Signature for the existence of eta- mesic nucleus. Phys.Rev.C. 34, 1845-1854.
4. Сокол, Г.А., Трясучев, В.А. 1991. Возможный метод наблюдения η -ядер. КСФ ФИАН (Sov. Physics - Lebedev Institute Report). 4, 23.
5. Hatsuda, T., Lee, S.H. 1992. QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium. Phys. Rev. C. 46, R34-R39.
6. Афанасьев, С.В., и др. 2008. Система сбора данных и триггер установки СКАН. ПТЭ. 1, 34-39.
7. Garcia- Recio, C., et al. 2002. η -bound states in nuclei. Phys. Lett. B. 550, 47-54.
8. Haider, Q., Liu, L.C. 2002. Dependence of calculated binding energies and widths of η -mesic nuclei on treatment of subthreshold η -nucleon interaction. Phys.Rev. C. 66, 045208-045500.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ МОНИТОРИНГА СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ С ПОМОЩЬЮ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Т. Садыков^{1,2}, Б. Искаков^{1,2}, А. Аргынова¹, Н. Салихов³, Е. Таутаев^{1,2}

¹Самбаев Университет, Физико-технический институт
г. Алматы, 050032, Казахстан, info_ipt@mail.ru, leodel@mail.ru

²Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби
г. Алматы, 050014, Казахстан, info@kaznu.kz

³Институт ионосферы
г. Алматы, 050020, Казахстан, admion1@mail.ru

Аннотация

Мюоны космических лучей являются высокоэнергетическими заряженными частицами и, следовательно, есть вероятность, что они могут разрушить структуру твердых тел при попадании. Именно это свойство мюонов привело на мысль, что их можно использовать для прогноза и мониторинга землетрясений в сейсмически активных зонах. Мюоны при прохождении в земной коре порождают широкий атмосферный ливень (ШАЛ) и частицы ШАЛ при взаимодействии с атомами определенных пород могут разрушить их структуру и в результате это разрушение (трещины) сопровождается акустическими эффектами.

Ключевые слова: мюоны, космические лучи, мониторинг, землетрясение, акустика.

1. Введение

Прогноз и мониторинг сейсмической активности местности представляет собой актуальную проблему современной сейсмологии. Нерешенной проблемой традиционной сейсмологии к настоящему времени остается выделение из потока регистрируемой многочисленными сейсмическими датчиками информации строго определенного сигнала о приближении конкретного, локализованного во времени и пространстве, катастрофического землетрясения. Такой сигнал обычно теряется на постоянном фоне от большого числа небольших и неопасных землетрясений, а также маскируется флуктуациями крупномасштабных геодинамических процессов, и, как правило, по этой причине он обнаруживается только постфактум. В данной работе мы рассмотрим новый и уникальный метод для мониторинга сейсмической активности в сейсмически активных зонах.

2. Метод исследования

В 90-е годы учеными из Физического института им. П. Н. Лебедева и Института физики Земли, был предложен новый метод прогноза землетрясений, а точнее использование для прогноза землетрясений сигнала от упругих колебаний в акустическом диапазоне частот, которые, предположительно, могут генерироваться под воздействием локальной ионизации, образованной в момент прохождения проникающих частиц космического излучения - мюонов высокой энергии, - через сейсмически напряженную среду в глубинных слоях земной коры (1). Основная идея этого метода иллюстрируется рисунком 1.

В случае, если бы такой подход оказался осуществимым, зондирование земной коры пучком проникающих энергичных мюонов, постоянным источником которых являются космические лучи высокой энергии, позволило бы вести непосредственный мониторинг внутреннего состояния литосферы на глубинах 1–20 км, что максимально близко к зоне формирования очагов землетрясений. В комплексе с сейсмоакустическим мониторингом отклика глубинной среды на триггерное воздействие мюонного пучка, такое зондирование представляет собой уникальный метод непосредственного проникновения в сравнительно близкую, по сравнению с другими методами, окрестность очаговой зоны. Каждое отдельное измерение при мюонном мониторинге является локальным, а в совокупности все измерения, выполненные в течение некоторого интервала времени, позволяют контролировать значительный объем очаговой зоны, величина которого зависит от чувствительности сейсмоакустических приемников, уровня сейсмоакустического шума и чувствительной площади установки для детектирования мюонного потока. Впоследствии этот метод получил количественное обоснование, где путем численного моделирования исследовалось прохождение мюонов с энергией $\sim 10\text{--}100$ ТэВ через грунт, и были получены конкретные оценки множественности таких мюонов в ШАЛ с энергией 10^{16} - 10^{18} эВ, глубины их проникновения внутри

земной коры и число взаимодействий (микротрещин), которые такие мюоны могут вызывать внутри сейсмически напряженных областей коры, в зависимости от энергии мюонов и запасенной энергии упругой деформации. Появление проникающих частиц связано с развитием широких атмосферных ливней в атмосфере, для выделения акустической эмиссии на шумовом фоне можно применять поиск корреляций между акустическими сигналами и сигналами о прохождении ШАЛ, либо сигналами мюонного детектора.

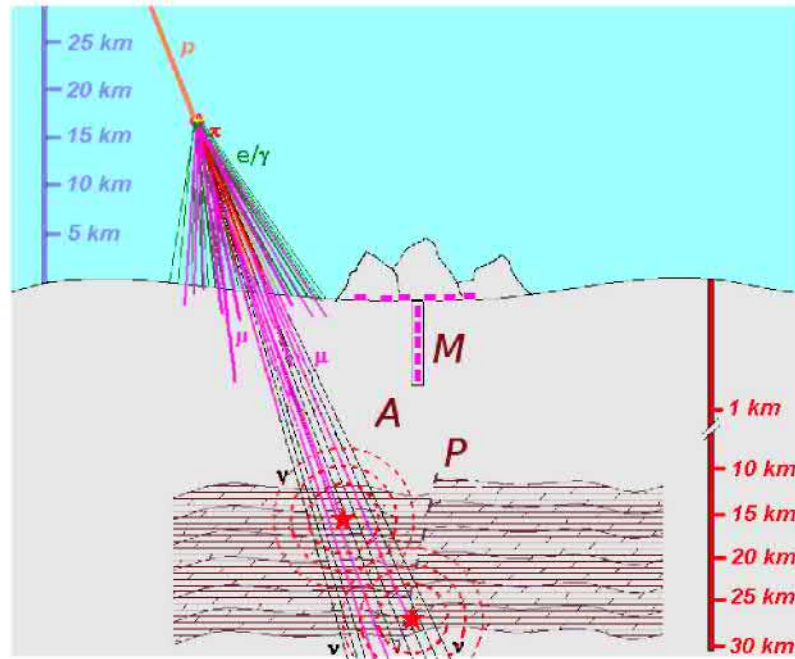


Рис.1 — Идея глубинного сканирования земной коры на основе мюонов из ствола энергичных ШАЛ. P — зона глубинного разлома, A — упругие колебания, которые генерируются в сейсмически напряженной среде под воздействием локальной ионизации от прохождения мюонов μ и распространяются в виде акустической волны, M — система чувствительных микрофонов.

3. Установка для регистрации сейсмической активности

Предварительный поиск кратковременных сигналов акустической эмиссии в событиях, связанных с групповым прохождением мюонов высокой энергии, проводился в специальном эксперименте на Тянь-Шаньской высокогорной станции в 2012 г. По завершении модификации Тянь-Шаньской ливневой установки и переходу к регулярной регистрации широких атмосферных ливней эксперименты подобного рода предполагается продолжить в полном объеме, то есть с привлечением к анализу зарегистрированных акустических событий подробной информации о параметрах (первичная энергия, расстояние от оси и т.п.) наблюдавшихся в их временной окрестности ШАЛ (2).

Для поиска возможных корреляций между широкими атмосферными ливнями и сигналом упругих колебаний из глубины земной коры создана специальная система акустических детекторов (чувствительных микрофонов), предназначенных для совместной синхронной работы с ливневой установкой. Всю установку энергией обеспечивает две панели солнечных батарей расположенный на крыше помещения (Рис. 2).

Высокочувствительный микрофон с чувствительностью 25 мВ/Па в акустическом диапазоне частот 500-1000 Гц размещается на глубине 50 м от поверхности земли внутри скважины, пробуренной в скальном грунте. Расстояние между скважиной и системой ливневых детекторов составляет примерно 200 м. Передача электрических сигналов от микрофона из глубины скважины производится по образованной витой парой проводов кабельной линии через посредство трансформаторной развязки, при этом микрофон и служащий для передачи сигнала промежуточный малогабаритный трансформатор представляют собой единый конструктивный блок, который целиком опускается в скважину. Постоянное напряжение $\pm 3\text{В}$ для питания микрофона вырабатывается независимым источником питания, который построен на основе отдельного

трансформатора с незаземленной вторичной обмоткой и не имеет непосредственного электрического контакта ни с остальной частью электронной схемы, ни с силовыми линиями внешней электрической сети. От источника питания к микрофону это напряжение подается по второй паре витых проводов. Таким образом, микрофонный узел измерительной системы оказывается электрически изолированным от всех общих линий заземления и подвода питания к электронным схемам, на которых могут присутствовать значительные электромагнитные наводки и шумы, в частности, синусоидальная помеха с частотой 50 Гц от внешней сети переменного тока.



Рис. 2. Помещение для экспериментальной установки

Для регистрации сигналов акустического детектора была разработана специальная малогабаритная система АЦП с малым энергопотреблением, которая размещается вместе со схемами формирования непосредственно у верхнего края скважины. Основу системы АЦП образует одноплатный компьютер Raspberry PiB+ на микропроцессоре типа Broadcom BCM2835 с тактовой частотой 700 МГц. Этот компьютер, через посредство линий встроенного в него цифрового порта ввода-вывода общего назначения, управляет двумя элементами АЦП микросхемами типа AD7887 производства фирмы Analog Devices.

Микрокомпьютер Raspberry PiB+, который обеспечивает процесс оцифровки сигналов акустического детектора, работает под управлением специально адаптированной для него версии операционной системы Linux. Входящие в состав этой системы программы обеспечивают выполнение обычных операций по поддержке нормального функционирования всего измерительного процесса: автоматический запуск необходимых служебных программ-утилит, контроль и автоматическая коррекция системных часов, возможность удаленного подключения по линиям связи для контроля работы системы в режиме on-line и т.п (3,4).

4. Заключение

Установка для мониторинга геоакустических сигналов, коррелированных по времени с потоком высокоэнергичных мюонов космических лучей, рожденных в широких атмосферных ливнях, функционирующая на базе экспериментального комплекса «ATHLET» на Тянь-Шаньской Высокогорной Научной Станции на территории Алматинского сейсмоактивного региона, совместно с созданной здесь представительной региональной сетью сейсмических станций, представляют собой уникальный экспериментальный полигон для набора статистического материала по влиянию потока мюонов космических лучей на сейсмоактивную среду, что в итоге не только расширит фундаментальные знания в области геокосмических связей, но и позволит решить прикладную задачу – разработать новый космогеофизический метод прогноза сильных землетрясений в регионе.

Благодарности: Работа выполнена при поддержке проекта № BR05236291 Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Литература

1. G. A. Gusev et al. 2011. Cosmic rays as a new instrument of seismological studies. Bull. Lebedev Phys. Inst. Vol. 38, № 12. P. 374–379.
2. L. I. Vil'danova et al. 2013. The first results of observations of acoustic signals generated by cosmic ray muons in a seismically stressed medium. Bull. Lebedev Phys. Inst. Vol. 40, № 3. P. 74–79.
3. Исакаев и др. 2019. Исследование проникающей способности космических мюонов для прогноза землетрясении. Вестник НЯЦ, №4. 23-27 стр.
4. Argynova A. K. et al.. 2019. The perspective fundamental cosmic rays physics and astrophysics investigations in the Tien Shan high-mountain scientific station. News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, Series of Geology and Technical Sciences, 6(438), 121–128. <https://doi.org/10.32014/2019.2518-170X.163>

ПРОБЛЕМА «КОСМОЛОГИЧЕСКОГО ЛИТИЯ» И СКОРОСТИ РЕАКЦИЙ ЗАХВАТА ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ И ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

С.А. Туракулов, Э.М. Турсунов, Э.М. Дусназаров, С.Ю. Турдиев

Институт ядерной физики АН РУз,

100214, Ташкент, Узбекистан, E-mail: turakulov@inp.uz

Процессы радиационного захвата ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ и ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ являются ключевыми ядерными реакциями первичного и звездного нуклеосинтеза [1, 2]. Обе эти реакции важны для изучения примордиального нуклеосинтеза, в частности для решения так называемой проблемы примордиального распространения изотопа ${}^7\text{Li}$ во Вселенной [2]. Процесс ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ дополнительно важен для изучения кинетики горения водорода на Солнце. С другой стороны, ядро ${}^7\text{Be}$ играет доминантную роль в процессах образования нейтрино в стандартной модели Солнца [3].

Цель настоящей работы – детальный теоретический анализ астрофизического S фактора и соответствующей скорости реакций радиационного захвата ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ и ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ в модели двух тел на основе α - ${}^3\text{He}$ и α - ${}^3\text{H}$ - потенциалов простой гауссовой формы, правильно описывающих фазовые сдвиги в $s_{1/2}$, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$, $d_{3/2}$, $d_{5/2}$, $f_{5/2}$, $f_{7/2}$ - парциальных волнах, экспериментальной энергии связи ядра ${}^7\text{Be}$ и значение АНК. Также важно применение результатов расчета скоростей реакций ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ и ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ для оценки начальной распространенности изотопа ${}^7\text{Li}$ после Большого Взрыва.

При вычислении астрофизического S-фактора и скорости реакции рассматриваемых процессов использованы известное выражение [4, 5]:

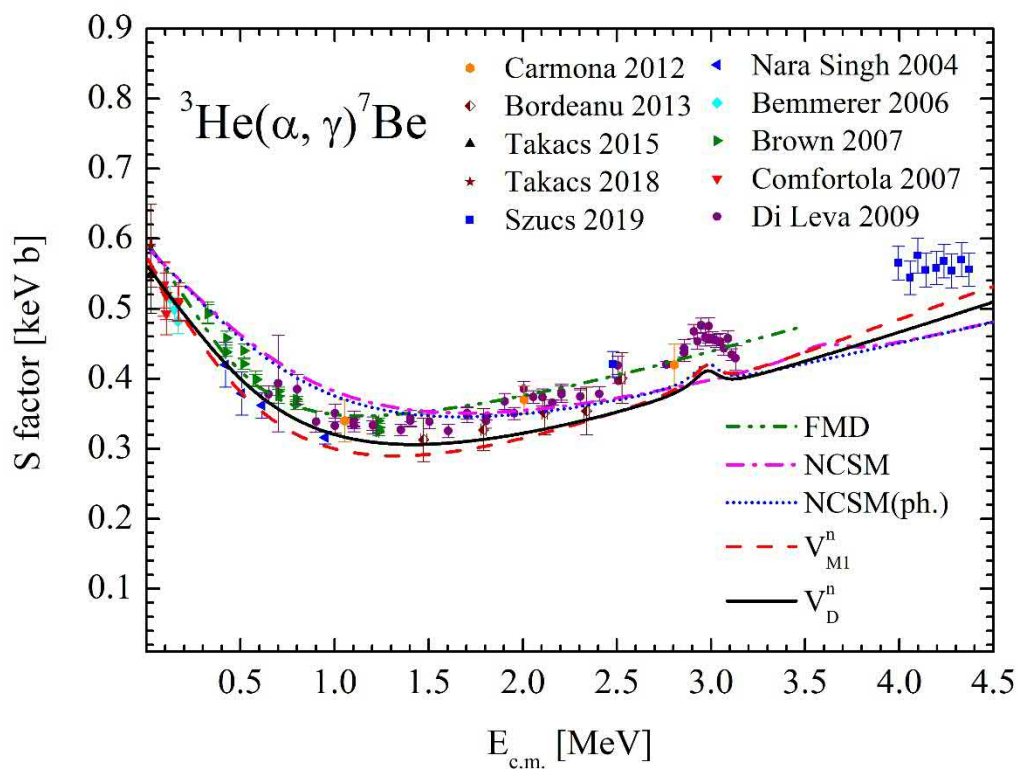
$$S(E) = \sigma(E) E \exp(2\pi\eta)$$

где σ - полное сечение процесса радиационного захвата; E - энергия частиц в системе центра масс входного канала; η - кулоновский параметр.

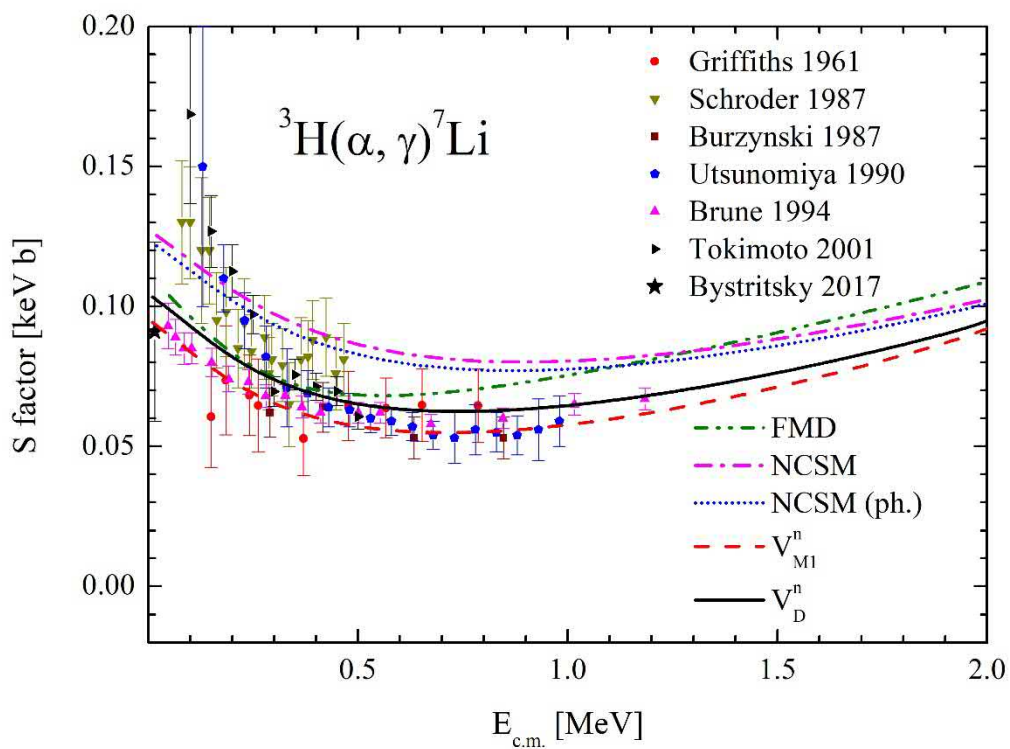
В настоящей работе мы будем основываться на α - ${}^3\text{He}$ и α - ${}^3\text{H}$ - потенциалы V_{M1}^a и V_D^a из работ [5,6]. Чтобы улучшить согласие результатов теоретической модели с последними экспериментальными данными при энергиях около 4 МэВ из работы [7], мы модифицировали параметры потенциалов в d волнах, при этом сохраняя экспериментальные фазовые сдвиги. Новые параметры потенциалов в парциальной волне $d_{3/2}$ равны $V_0 = -180$ МэВ, $\alpha = 0.4173$ фм⁻² и в $d_{5/2}$ волне равны $V_0 = -190$ МэВ, $\alpha = 0.4017$ фм⁻², соответственно. Кроме того, для расчета волновой функции используем алгоритм Нумерова, погрешность которого имеет порядок $O(\hbar^6)$. Такая высокая точность позволяет получить волновые функции, которые прекрасно согласуются с известной асимптотикой в каждой парциальной волне.

Сравнения теоретического астрофизического S-фактора процессов синтеза ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ и ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ с экспериментальными данными и результатами микроскопических расчетов приведены на Рис.1 и Рис.2. Из рисунка видно, что нами предложенные модифицированные потенциалы V_{M1}^n и V_D^n хорошо описывают новые экспериментальные данные LUNA коллаборации при Солнечных Гамовских энергиях [8], а также данные экспериментов в диапазоне средних и высоких астрофизических энергий [7].

Далее, используя полученные результаты для скорости реакции ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ в рамках двухчастичной потенциальной модели, оценена начальная распространенность изотопа ${}^7\text{Li}/\text{H}$ при Большом Взрыве с помощью общедоступного программного пакета PARTHENOPE [9] с потенциалами V_{M1}^n : ${}^7\text{Li}/\text{H} = (4.81 \pm 0.12) \times 10^{-10}$ и V_D^n : ${}^7\text{Li}/\text{H} = (4.92 \pm 0.13) \times 10^{-10}$.



Puc. 1



Puc. 2

Вставляя результаты расчета скорости следующей реакции ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ на цепочку термоядерных процессов, получим окончательные оценки: ${}^7\text{Li}/\text{H} = (5.06 \pm 0.13) \times 10^{-10}$ и ${}^7\text{Li}/\text{H} = (5.08 \pm 0.13) \times 10^{-10}$ для потенциалов V_{M1}^n и V_D^n , соответственно. При вычислении распространенности с помощью программы нуклеосинтеза Большого Взрыва в качестве входного параметра было использовано значение барионной плотности из последних данных Планк коллаборации [10] $\Omega_b h^2 = 0.02229^{+0.00029}_{-0.00027}$. Время жизни нейтрона $\tau_n = 880.3 \pm 1.1$ с [11], эта величина в литературе меняется в пределах 878 – 885 с. Полученный результат для распространенности изотопа ${}^7\text{Li}/\text{H} = (5.08 \pm 0.13) \times 10^{-10}$ хорошо согласуется с результатами ${}^7\text{Li}/\text{H} = (5.0 \pm 0.3) \times 10^{-10}$ и ${}^7\text{Li}/\text{H} = (5.61 \pm 0.26) \times 10^{-10}$ из работ [12,13].

Литература

1. R.H. Cyburt, B.D. Fields et al., Review of Modern Physics, 88, 015004 (2016)
2. A. Coc, E. Vangioni, International Journal of Modern Physics, E26, 1741002 (2017)
3. E. G. Adelberger et al., Review of Modern Physics, 83, 195 (2011)
4. Y. Xu et al. (NACRE II Collaboration), Nuclear Physics, A918, 61 (2013)
5. E.M. Tursunov, S.A. Turakulov, A.S. Kadyrov, Physical Review, C97, 035802 (2018)
6. S.A. Turakulov, E.M. Tursunov, International Journal of Modern Physics: Conference Series, 49, 1960014 (2019)
7. T. Szücs, G.G. Kiss, Gy. Gyürky et al., Physical Review, C99, 055804 (2019).
8. M.P. Takács, D. Bemmerer, A.R. Junghans, K. Zuber, Nuclear Physics, A970, 78 (2018)
9. O. Pisanti et al., Computer Physics Communications, 178, 956 (2008)
10. P. A. R. Ade, N. Aghanim et al., (Planck Collaboration), Astronomy and Astrophysics, 594, A13 (2016).
11. K. A. Olive (Particle Data Group), Chinese Physics, C 38, 090001 (2014).
12. M.P. Takacs, D. Bemmerer et al., Physical Review, D91, 123526 (2015)
13. A.Coc et al., Physical Review, D92, 123526 (2015)

ВЫСОКОТОЧНЫЙ РАСЧЕТ МАСС СВЕРХТЯЖЕЛЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

А. Нурмухамедов^{1,2}, Ш. Мирбабаев¹

¹Ташкентский педиатрический медицинский институт,
Ташкент, 100140, Богишамол 223, Узбекистан, a_fattax@mail.ru

² Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан,
Ташкент, 100214, Улугбек

Аннотация

Рассчитаны избытки масс группы атомных ядер с восстановленной вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрией, имеющие изоспины $T_z=51/2, 26, 53/2, 55/2, 28, 57/2$ путем моделирования вклада спин-орбитального взаимодействия в массу ядра ортогональными многочленами Чебышева. Среднеквадратичное отклонение расчета от эксперимента составляет $\sigma = 140$ кэВ.

Ключевые слова: ядро, масса, симметрия, спин, изоспин, альфа-распад, $SU(4)$ -симметрия, сверхтяжелые ядра, моделирование, спин-орбитальное, взаимодействие, фактор Франчини-Радикатти.

1. Введение

Общей для всех массовых формул является проблема экстраполяции полученных результатов в область не изведенных ядер, которая может привести к погрешностям, связанным с эмпирическим подходом в определении неизвестных параметров. Все массовые формулы, в той или иной мере, хорошо описывают массу ядра в области изученных ядер. Различия в деталях расчета различных подходов приводят к существенным расхождениям только по мере удаления от линии бета-стабильности. Для удаленных от долины бета-стабильности ядер расхождения между различными подходами и экспериментом существенно. В этом немаловажную роль играет некорректный учет влияния в массу нуклида ядерных оболочек т.к. изменение числа протонов и нейтронов, по мере удаления от линии бета-стабильности, приводит к изменению вклада в массу ядра спин-орбитального взаимодействия, учет которого связаны с множеством неопределенностей.

В настоящей работе излагается метод расчета масс атомных ядер с учетом вклада в массу ядра спин-орбитального взаимодействия. Наш метод основывается на массовой формуле, опирающийся на спин-изоспиновую $SU(4)$ -симметрию. В формуле для масс, вклад спин-орбитального взаимодействия в массу нуклида является некой поправкой. Задачей настоящей работы является моделирование этой поправки при помощи существующих математических методов с целью наилучшего согласия расчетов с экспериментом. Работа выполнена для ядер с восстановленной спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрией в диапазоне изоспинов $51/2 \leq T_z \leq 57/2$, для которых вклад спин-орбитального взаимодействия в массу нуклида определена на основе экспериментальных данных.

2. Область нуклидов с восстановленной вигнеровский спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрией

Для проверки гипотезы о восстановлении вигнеровской симметрии в работе [1] используется статистический метод проверки гипотез: t -критерий Стьюдента. Этот метод позволяет проверить соответствие между двумя статистическими распределениями, в том числе соответствие между теоретическим и экспериментальным распределениями, на уровне выбранной значимости α . Для установления соответствия теории и результатов эксперимента при применении t -критерия Стьюдента необходимо выполнение двух условий: 1) теоретическое выражение $R_{\text{теор}}$ должен быть точным; 2) генеральная совокупность, из которой производится выборка R , должна иметь гауссова (нормальное) распределение. Как нами было показано [1, 2]), эти условия выполняются. Основным выводом работы [1] является: существующий фактический материал позволяет утверждать, что вигнеровская спин-изоспиновая $SU(4)$ -симметрия восстанавливается только для ядер с нечетным массовым числом и изоспином $T_z \geq 53/2$ на уровне значимости $\alpha \leq 0.01$. Для ядер с четным массовым числом наблюдается тенденция к восстановлению симметрии.

Выбранной нами уровень значимости $\alpha \leq 0.01$ является достаточно высоким для ядерно-физических исследований. Чтобы расширить круг ядер с целью успешного моделирования вклада спин-орбитального взаимодействия в массу атомного ядра мы расширили диапазон рассматриваемых ядер путем включения в анализ нуклидов с нечетным массовым числом и

изоспином $T_z = 51/2$. Кроме этого, также воспользовались экспериментальными данными для ядер с четными массовыми числами с изоспинами $T_z = 26$ и 28 . Поэтому в настоящей работе рассматривается область нуклидов в диапазоне изоспинов $51/2 \leq T_z \leq 57/2$, что равнозначно к снижению уровня значимости α .

3. Математическое моделирование вклада в массу ядра спин-орбитального взаимодействия

Выбранный нами подход к проблеме массы атомного ядра основывается на вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии сильного взаимодействия. В настоящее время массовая формула Вигнера, имеет следующий вид [1]

$$M_{\text{nuc}}(A, Z) = a(A) + b(A)C_2 + E_{\text{Coul}}(A, Z) + E_{\text{sl}}(Z, N), \quad (1)$$

где $M_{\text{nuc}}(A, Z)$ – масса ядра (не атома), $a(A), b(A)$ – эмпирические функции Вигнера, $E_{\text{Coul}}(A, Z)$ – кулоновская энергия ядра, $E_{\text{sl}}(Z, N)$ – вклад спин-орбитального взаимодействия в массу основного состояния ядра, и C_2 – оператор Казимира $SU(4)$ -алгебры [3]. Явный вид эмпирических функций $a(A), b(A)$ и оператора Казимира приведены в работе [4].

На рис. 1 приведены зависимости $E_{\text{sl}}(Z, N)$ для ядер с изоспинами $T_z=51/2, 26, 53/2, 55/2, 28$ и $57/2$ от массового числа A . Его можно описать многочленом вида

$$E_{\text{sl}}(Z, N) = q_0 + q_1A + q_2A^2 + \dots + q_nA^n. \quad (2)$$

Коэффициенты q_0, q_1, \dots, q_n в выражении (2) определяются методом наименьших квадратов из системы линейных уравнений [5], поскольку они входят в (2) линейно. Однако при вычислении коэффициентов многочлена высокой степени ($n > 2$) этот метод малопригоден ввиду потери точности [5]. Кроме этого, при необходимости повысить степень многочлена вес расчет приходится повторять. Поэтому, для отыскания параметров многочлена его необходимо записать в виде

$$E_{\text{sl}}(Z, N) = q_0P_0(A) + q_1P_1(A) + \dots + q_nP_n(A) = \sum_{j=0}^n q_jP_j(A), \quad (3)$$

где $P_0(A), P_1(A), \dots, P_n(A)$ – ортогональные многочлены Чебышева на множестве точек массового числа A_1, A_2, \dots, A_N со статистическим весом $w(A)$ ($w_k = w(A_k) = 1/dE_{\text{sl}, k}, k > 0$), где $dE_{\text{sl}, k}$ – погрешность $E_{\text{sl}, k}$. Параметры выражения (3) вычисляются по формулам

$$q_j = \frac{\sum_{k=1}^N E_{\text{sl}, k} P_j(A_k) w_k}{\sum_{k=1}^N P_j^2(A_k) w_k} \quad (j = 0, 1, 2, \dots, n), \quad (4)$$

которые не зависят от степени n многочлена, что позволяет при необходимости повышать степень многочлена без пересчета ранее найденных параметров. Выражение (4) получено с учетом ортогональности многочленов Чебышева. Вычисление ортогональных многочленов Чебышева более высоких степеней, описаны в работе [5].

Экспериментальные значения вклада спин-орбитального взаимодействия $E_{\text{sl}}(Z, N)$ в массу ядра нами было обработана по вышеизложенной методике описания данных многочленами Чебышева. Проведенные исследования показывают на достаточность ограничения многочлена Чебышева членом $j = 3$. В Таб. 1 приведены вычисленные (экспериментальные) значения параметров $q_0 - q_3$ по изложенной выше методике представления вклада спин-орбитального взаимодействия в массу ядра с изоспинами $T_z=51/2, 26, 53/2, 55/2, 28, 57/2$ по ортогональным

многочленам Чебышева. В круглых кавычках приведены погрешности параметров. Анализ Таб. 1 указывает на существующую зависимость параметров $q_0 - q_3$ от изоспина T_z .

На рис. 2 приведены зависимости параметров $q_0 - q_3$ от изоспина T_z которые также можно представить с помощью многочлена Чебышева следующего вида

$$q_j(T_z) = g_{0,j}P_0(T_z) + g_{1,j}P_1(T_z) + g_{2,j}P_2(T_z), \quad (5)$$

где $g_{0,j} - g_{2,j}$ ($j = 0, 1, 2, 3$) - константы. Численные значения констант $g_{0,j} - g_{2,j}$ приведены в Таб. 2. Восстановленные значения q_j приведены в Таб. 1 в графе "Расчет".

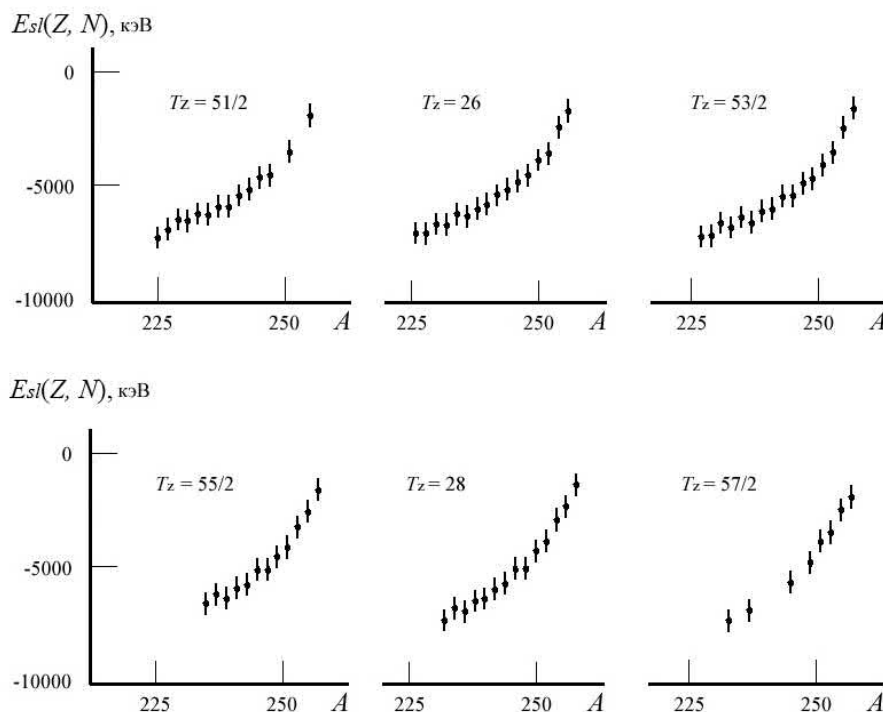


Рис. 1. Зависимость $E_{sl}(Z, N)$ для ядер с изоспинами $T_z=51/2, 26, 53/2, 55/2, 28$ и $57/2$ от массового числа A .

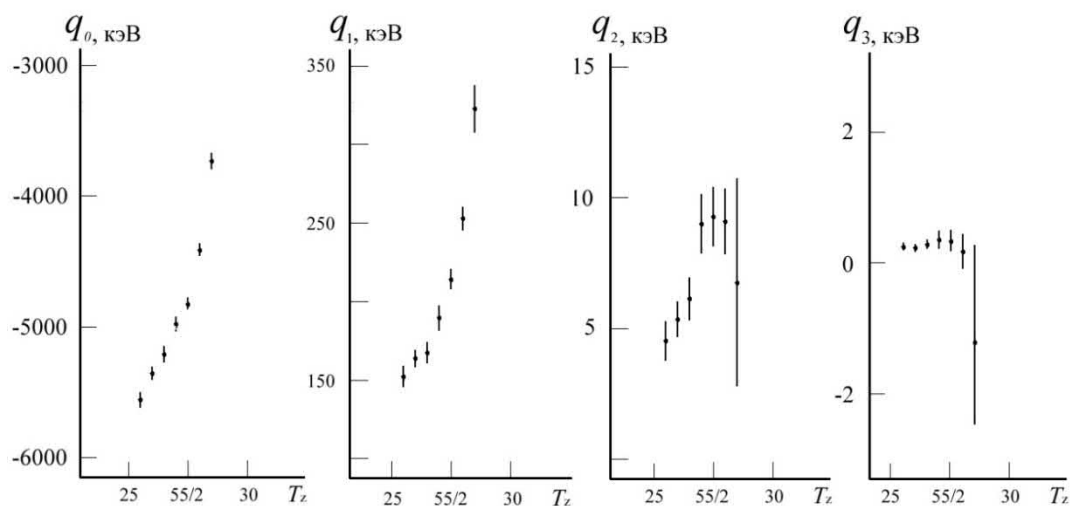


Рис. 2. зависимости параметров $q_0 - q_3$ от изоспина T_z

Таб 1. Расчетные и экспериментальные значения параметров $q_0 - q_3$ (кэВ) выражения (4). В круглых скобках приведены погрешности

T_z	q_0		q_1		q_2		q_3	
	Эксп.	Расчет	Эксп.	Расчет	Эксп.	Расчет	Эксп.	Расчет
51/2	-5557(56) -	-5559(92) -	152(6)	153(6)	4.5(0.7)	4.6(0.6)	0.25(0.06)	0.26(0.04)
26	5352(50) -	5349(58) -	164(5)	162(4)	5.4(0.7)	5.1(0.4)	0.23(0.06)	0.23(0.03)
53/2	5207(61) -	5211(65) -	167(7)	171(4)	6.1(0.8)	6.5(0.4)	0.29(0.07)	0.29(0.04)
55/2	4824(48) -	4824(62) -	213(7)	211(4)	9.3(1.1)	9.1(0.5)	0.34(0.17)	0.34(0.07)
28	4411(46) -	4409(55) -	253(7)	255(5)	9.1(1.2)	9.1(0.6)	0.18(0.25) -	0.12(0.13)
57/2	3733(60)	3734(95)	323(15)	222(10)	6.8(4.0)	7.3(1.4)	1,21(1.48)	-0.39(0.28)

Таб 2. Численные значения параметров выражения $g_{0,j} \div g_{2,j}$ для $j = 0 \div 3$

j	$g_{0,j}$	$g_{1,j}$	$g_{2,j}$
0	-4843(55)	566(50)	186(54)
1	185(2)	42(3)	22(3)
2	6.0(0.4)	2.0(0.5)	-0.1(0.6)
3	0.27(0.03)	0.03(0.05)	-0.03(0.07)

4. Расчет масс атомных ядер с изоспинами $T_z=51/2, 26, 53/2, 55/2, 28, 57/2$

По вышеизложенному методу нами рассчитаны массы атомных ядер с изоспинами $51/2 \leq T_z \leq 57/2$, результаты которых приведены в Таб. 3.

Таб. 3. Результаты моделирования вклада спин-орбитального взаимодействия в массу ядра $E_{sl}(A, T_z)$, экспериментальные и расчетные значения избытка масс для нуклидов с изоспинами $T_z=51/2, 26, 53/2, 55/2, 28, 57/2$.

${}^A X_N$	T_z	E_{sl} , эксп	E_{sl} , расч	$\Delta_{\text{эксп}}$, кэВ	$\Delta_{\text{расч}}$, кэВ	$\Delta_{\text{эксп}} - \Delta_{\text{расч}}$, кэВ
${}^{225}\text{Fr}_{138}$	51/2	-7323(91)	-7244	23821	23932	-111
${}^{227}\text{Ra}_{139}$	51/2	-6946(89)	-6967	27178	27151	27
${}^{229}\text{Ac}_{140}$	51/2	-6519(75)	-6731	30690	30463	227
${}^{231}\text{Th}_{141}$	51/2	-6591(86)	-6526	33816	33875	-59
${}^{233}\text{Pa}_{142}$	51/2	-6257(79)	-6339	37489	37402	87
${}^{235}\text{U}_{143}$	51/2	-6296(82)	-6157	40919	41053	-134
${}^{237}\text{Np}_{144}$	51/2	-5940(67)	-5968	44871	44840	31
${}^{239}\text{Pu}_{145}$	51/2	-5948(73)	-5759	48588	48772	-184
${}^{241}\text{Am}_{146}$	51/2	-5451(74)	-5519	52934	52863	71
${}^{243}\text{Cm}_{147}$	51/2	-5197(62)	-5234	57182	57140	42
${}^{245}\text{Bk}_{148}$	51/2	-4661(68)	-4893	61814	61578	236
${}^{247}\text{Cf}_{149}$	51/2	-4560(74)	-4483	66104	66205	-101
${}^{251}\text{Fm}_{151}$	51/2	-3511(73)	-3407	75954	76083	-129
${}^{255}\text{No}_{153}$	51/2	-1921(69)	-1907	86807	86860	-53
${}^{226}\text{Fr}_{139}$	26	-7158(75)	-7246	27521	27246	275
${}^{228}\text{Ra}_{140}$	26	-7195(63)	-7023	28940	29108	-168
${}^{230}\text{Ac}_{141}$	26	-6759(74)	-6825	33833	33491	342
${}^{232}\text{Th}_{142}$	26	-6794(69)	-6642	35447	35596	-149
${}^{234}\text{Pa}_{143}$	26	-6335(75)	-6464	40339	40206	133
${}^{236}\text{U}_{144}$	26	-6431(77)	-6281	42445	42590	-145
${}^{238}\text{Np}_{145}$	26	-6097(69)	-6082	47455	47467	-12
${}^{240}\text{Pu}_{146}$	26	-5898(72)	-5857	50125	50163	-38
${}^{242}\text{Am}_{147}$	26	-5471(81)	-5595	55468	55340	128
${}^{244}\text{Cm}_{148}$	26	-5243(87)	-5288	58452	58403	49
${}^{246}\text{Bk}_{149}$	26	-4875(85)	-4923	63970	63915	55
${}^{248}\text{Cf}_{150}$	26	-4601(83)	-4492	67238	67343	-105
${}^{250}\text{Es}_{151}$	26	-3947(81)	-3983	73230	73230	0
${}^{252}\text{Fm}_{152}$	26	-3657(79)	-3387	76816	77081	-265
${}^{254}\text{Md}_{153}$	26	-2492(77)	-2693	83450	83378	72
${}^{256}\text{No}_{154}$	26	-1759(66)	-1891	87822	87686	136
${}^{227}\text{Fr}_{140}$	53/2	-7072(78)	-7186	29682	29538	144
${}^{229}\text{Ra}_{141}$	53/2	-7045(75)	-6915	32562	32565	-3
${}^{231}\text{Ac}_{142}$	53/2	-6460(83)	-6695	35763	35675	88
${}^{233}\text{Th}_{143}$	53/2	-6664(77)	-6511	38731	38881	150
${}^{235}\text{Pa}_{144}$	53/2	-6224(78)	-6347	42289	42201	88
${}^{237}\text{U}_{145}$	53/2	-6448(83)	-6186	45390	45648	-258

Таб. 3 (Продолжение). Результаты моделирования вклада спин-орбитального взаимодействия в массу ядра $E_{sl}(A, T_z)$, экспериментальные и расчетные значения избытка масс для нуклидов с изоспинами $T_z=51/2, 26, 53/2, 55/2, 28, 57/2$.

${}^A X_N$	T_z	E_{sl} , эксп	E_{sl} , расч	$\Delta_{\text{эксп}}$, кэВ	$\Delta_{\text{расч}}$, кэВ	$\Delta_{\text{эксп}} - \Delta_{\text{расч}}$, кэВ
${}^{239}\text{Np}_{146}$	53/2	-5944(88)	-6014	49311	49235	76
${}^{241}\text{Pu}_{147}$	53/2	-5944(78)	-6014	49305	49235	70
${}^{243}\text{Am}_{148}$	53/2	-5294(89)	-5570	57175	56892	283
${}^{245}\text{Cm}_{149}$	53/2	-5276(78)	-5267	61004	61008	-4
${}^{247}\text{Bk}_{150}$	53/2	-4711(91)	-4889	65490	65304	186
${}^{249}\text{Cf}_{151}$	53/2	-4514(82)	-4421	69722	69813	-91
${}^{251}\text{Es}_{152}$	53/2	-3894(76)	-3845	74512	74553	-41
${}^{253}\text{Fm}_{153}$	53/2	-3341(70)	-3147	79346	79535	-189
${}^{255}\text{Md}_{154}$	53/2	-2251(73)	-2311	84843	84776	67
${}^{257}\text{No}_{155}$	53/2	-1392(68)	-1321	90247	90289	-42
${}^{235}\text{Th}_{145}$	55/2	-6641(72)	-6629	44018	44262	-244
${}^{237}\text{Pa}_{146}$	55/2	-6224(81)	-6377	47528	47483	45
${}^{239}\text{U}_{147}$	55/2	-6392(75)	-6146	50572	50815	-243
${}^{241}\text{Np}_{148}$	55/2	-5936(64)	-5916	54260	54276	-16
${}^{243}\text{Pu}_{149}$	55/2	-5801(70)	-5666	57754	57885	-131
${}^{245}\text{Am}_{150}$	55/2	-5145(89)	-5375	61900	61662	238
${}^{247}\text{Cm}_{151}$	55/2	-5142(84)	-5025	65535	65645	-110
${}^{249}\text{Bk}_{152}$	55/2	-4563(79)	-4592	69846	69815	31
${}^{251}\text{Cf}_{153}$	55/2	-4138(86)	-4057	74135	74210	-75
${}^{253}\text{Es}_{154}$	55/2	-3244(82)	-3399	79010	78852	158
${}^{255}\text{Fm}_{155}$	55/2	-2565(89)	-2598	83800	83760	40
${}^{257}\text{Md}_{157}$	55/2	-1595(83)	-1633	88993	88952	41
${}^{238}\text{Pa}_{147}$	28	-6522(78)	-6570	50894	50715	179
${}^{240}\text{U}_{148}$	28	-6420(80)	-6347	52715	52783	-68
${}^{244}\text{Pu}_{150}$	28	-5742(85)	-5739	59806	59802	4
${}^{246}\text{Am}_{151}$	28	-5088(82)	-5346	64994	64731	263
${}^{248}\text{Cm}_{152}$	28	-5097(80)	-4884	67393	67599	-206
${}^{250}\text{Bk}_{153}$	28	-4309(94)	-4351	72950	72904	46
${}^{252}\text{Cf}_{154}$	28	-3877(87)	-3740	76035	76165	-130
${}^{254}\text{Es}_{155}$	28	-2924(78)	-3046	81991	81864	127
${}^{256}\text{Fm}_{156}$	28	-2343(88)	-2265	85487	85558	-71
${}^{258}\text{Md}_{157}$	28	-1374(90)	-1389	91687	91667	20
${}^{245}\text{Pu}_{151}$	57/2	-5698(85)	-5695	63178	63101	77
${}^{249}\text{Cm}_{153}$	57/2	-4800(89)	-4709	70751	70835	-84
${}^{251}\text{Bk}_{154}$	57/2	-3878(92)	-4060	75228	75039	189
${}^{253}\text{Cf}_{155}$	57/2	-3481(87)	-3348	79302	79429	-127
${}^{255}\text{Es}_{156}$	57/2	-2497(85)	-2605	84089	83974	115
${}^{257}\text{Fm}_{157}$	57/2	-1921(93)	-1864	88590	88640	-58

5. Обсуждение полученных результатов

Полученные расчетные значения масс ядер согласуются с экспериментальными данными высокой точностью ($\sigma = 140$ кэВ), что показывает на состоятельность предложенной нами метода вычисления избытка масс атомных ядер, основанной на спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии сильного взаимодействия. Метод моделирования вклада спин-орбитального взаимодействия в массу ядра для нуклидов с восстановленной симметрией позволяет вычислят массу атомных ядер с рекордной точностью.

Состоятельность предложенного нами метода вычисления масс атомных ядер основывается на фактическом материале, которые были добыты в течение ряда десятилетий поколениями исследователей и изложены нами в компактной форме в работе [6-8]. Фактический материал свидетельствует о восстановлении вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии в области сверхтяжелых ядер с изоспинами $T > 50$. В этом же регионе нуклидной карты находится так называемый "остров стабильности", ядра из которого живут гораздо меньше теоретически предсказанных времен жизни [8]. Наблюдаемые времена жизни различаются от теоретически предсказанных времен в 10^6 - 10^{12} раз. Некоторые авторы с иронией называют "острова стабильности"- "мелью стабильности" [9]. Такая оценка связана с экспериментально определенными значениями времен α -переходов сверхтяжелых ядер. Полученный нами результат служить еще

одним аргументом в пользу восстановления вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии в области тяжелых ядер.

Согласие результатов эксперимента и наших расчетов масс и энергий α – распада [19], позволяет, выдвинут гипотезу для объяснения наблюдаемых времен жизни новых сверхтяжелых ядер восстановлением вигнеровского спин-изоспинового $SU(4)$ -симметрии. Полному восстановлению вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии в ядрах соответствует преобладание спин-спинового взаимодействия над спин-орбитальным взаимодействием (см. подробно [8]). Это означает, что в сверхтяжелых ядрах с восстановленной $SU(4)$ -симметрией реализуется LS -связь, как в области легких ядер, в отличие от средних и тяжелых нуклидов, для которых имеет место jj -связь. В этом случае структура сверхтяжелых ядер будет аналогична структуре атома и в ядрах спин-орбитальному взаимодействию отводиться более скромная роль в организации структуры ядра, чем в средних и тяжелых ядрах, и спин-орбитальное взаимодействие должно приводить только небольшому структурированию ядерной материи.

Литература

1. Nurmukhamedov A. M., 2012. Evaluation of restoration of violated wigner's spin-isospin $SU(4)$ -symmetry in atomic nuclei. Phys. At. Nucl. 75, 27-32.
2. Нурмухамедов А.М., 2013. Об обоснованности применения t – критерия Стьюдента для экспериментального доказательства восстановления вигнеровской $SU(4)$ -симметрии в атомных ядрах. Узбекский Физический журнал, № 3, 500-510.
3. Нурмухамедов А. М., 2009. Свойства универсальных функций массовой формулы Вигнера для атомных ядер. ЯФ 72, 1489-1497.
4. Нурмухамедов А.М., 2009. Анализ экспериментальных данных по массам атомных ядер в рамках вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии, Ядерная Физика, 72, 434-443, [Phys. Atom. Nucl. 72, (2009), p. 401-409].
5. Румшицкий Л. З., 1971. Математическая обработка результатов эксперимента. Наука, Москва.
6. Garonov Yu. V. *et al.*, 1982. Wigner $SU(4)$ -symmetry restoration in heavy nuclei and the many-body forces problem. Nuclear Physics, A 391, 93-117.
7. Гапонов Ю. В. и др., 1980. Восстановление нарушенной вигнеровской $SU(4)$ -симметрии в тяжелых ядрах. ЯФ 31, 65-78. [Sov. J. Nucl. Phys. 31, 34 (1980)].
8. Nurmukhamedov A. M., 2016. The restoration of Wigner's $SU(4)$ -symmetry in the superheavy nucleus and its correlation with the problem "island of stability", or does the "island of stability" exist?. Modern Physics Letters A 31, 1650145 (15 pages), DOI: 10.1142/S0217732316501455.
9. Толоконников С.В. и др., 2013. Самосогласованные расчеты энергий альфа-распада. ЯФ 76, 758-765. [Phys. At, Nucl. 76, 708, (2013)].

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ “ОСТРОВ СТАБИЛЬНОСТИ”?

А. Нурмухамедов^{1,2}, Ш. Маликов², М. Юлдашев²

¹Ташкентский педиатрический медицинский институт,
Ташкент, 100140, Богишамол 223, Узбекистан, a_fattax@mail.ru

²Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан,
Ташкент, 100214, Улугбек

Аннотация

Рассматривается история возникновения и этапы экспериментального доказательства гипотезы восстановления вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии в области тяжелых и сверхтяжелых атомных ядер и влияние восстановленной вигнеровской симметрии на обоснованность гипотезы “острова стабильности”. Сделан вывод о необходимости проведения дополнительных теоретических исследований по уточнению характеристик “острова стабильности” с учетом механизмов, восстанавливающих вигнеровскую спин-изоспиновую $SU(4)$ -симметрию.

Ключевые слова: остров стабильности, магические числа, спин, изоспин, вигнеровская симметрия, ядра, оболочечная модель, восстановление симметрии

1. Введение

Оболочечная модель [1] не ставит ограничений на возможность существования в природе ядер тяжелее урана. Более того, согласно модели оболочек, по мере заполнения подоболочек и оболочек, спин-орбитальное взаимодействие в целом возрастает, что должно приводить к образованию более устойчивых ядер.

Классическая оболочечная модель предсказывает, что следующим после $^{208}_{82}\text{Pb}$ дважды “магическим” ядром является гипотетический нуклид с массовым числом $A = 310$ [1], имеющий в своем составе протонов $Z = 126$ и нейтронов $N = 184$ ($A = Z + N = 310$), которыми должны заполниться оболочки $1i_{13/2}$ и $1j_{15/2}$ соответственно. Получение нуклида $^{310}_{126}$ искусственным путем является серьезной научной проблемой даже на сегодняшний день. Начиная с 60-х гг. XX столетия велись интенсивные теоретические исследования (например, см. [2, 3]) по предсказанию области ядер с относительно большим временем жизни, которых в принципе можно искусственно получить доступными техническими средствами. Эти исследования основывались на предположении всевозрастающего сильного спин-орбитального взаимодействия по мере продвижения в область тяжелых ядер. При выполнении некоторых условий теоретического характера и при достаточно сильном спин-орбитальном взаимодействии, ядро с числом протонов $Z = 114$ и нейтронов $N = 184$ можно рассматривать дважды “магическим” нуклидом [2, 3]. Область ядер вокруг нуклида с числом протонов $Z = 114$ и числом нейтронов $N = 184$ был назван “островом стабильности” [4]. По различным оценкам, ядра из “острова стабильности” могут иметь время жизни в несколько миллионов и даже миллиардов лет [4, 5]. Они должны отличаться от других сверхтяжелых ядер особой устойчивостью по отношению к делению, могут испытывать альфа или бета распад. Выполненные теоретические оценки сильно зависят от параметров, использованных в расчетах. Поэтому результаты расчетов могут рассматриваться лишь как указания на возможность существования сверхтяжелых ядер, имеющих времена жизни достаточно большие для их экспериментального обнаружения.

Следует особо отметить, что гипотеза существования “острова стабильности” основывается на двух предположениях: 1) о наличии достаточно сильного спин-орбитального взаимодействия в области сверхтяжелых ядер; 2) на допущении существования магических чисел $Z = 114$ и $N = 184$.

В настоящее время, усилиями нескольких ведущих лабораторий мира с использованием реакций с тяжелыми ионами, синтезированы элементы до $Z = 118$ [6, 7]. Но открытие “острова стабильности” связано с синтезом не только элемента $Z = 114$, но и получением ядра с числом нейтронов $N = 184$. Синтез ядер с таким большим избытком нейтронов является основной трудностью на пути открытия “острова стабильности”.

Целью настоящей работы является изложение гипотезы Вигнера [8, 9] о возможной реализации в атомных ядрах спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии и процесса экспериментального доказательства симметрии в области тяжелых ядер. Речь идет о восстановлении нарушенной вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии в области сверхтяжелых ядер. Недавно на основе

экспериментальных данных по массам основных состояний атомных ядер доказано восстановление спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии в области сверхтяжёлых нуклидов [10]. Как показывают полученные данные, в наблюдаемой области ядер восстановление симметрии происходит только для ядер с нечетным массовым числом A и проекцией изоспина $T_z = 1/2 (N - Z) \geq 53/2$, и осуществляется за счет подавления вклада спин-орбитального взаимодействия в массу основного состояния ядра. Для ядер с четным массовым числом симметрия не восстанавливается, но наблюдается тенденция к восстановлению. Это позволяет по новому взглянуть на проблему “острова стабильности”.

Приведенные в настоящей работе данные о восстановлении вигнеровской спин-изоспиновой симметрии, в основном ранее опубликованы. Но, ни в одной из этих работ, где рассматривался вопрос восстановления вигнеровской симметрии, не сделаны выводы относительно “острова стабильности” в связи с восстановлением $SU(4)$ -симметрии т.к. местоположения “острова стабильности” и области ядер с восстановленной симметрией занимают на нуклидной карте одно и то же место. В то же время экспериментально обнаруженные нуклиды из “острова стабильности” имеют на много порядков (10^6 - 10^{12}) меньше время жизни, чем предсказывалось теоретическими исследованиями. В связи с этим возникает подозрение, что наблюдаемые времена жизни этих ядер обусловлены не с существованием “острова стабильности”, а с фактом восстановления вигнеровской симметрии. Поэтому считаем уместным в отдельной работе обсудить вопрос восстановления вигнеровской $SU(4)$ -симметрии и его влияния на проблему “острова стабильности”.

2. Восстановление вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии в области тяжелых ядер

Суть спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии Вигнера сводится к расширенной изоспиновой симметрии за счет присоединения спиновых переменных [8, 11]. В этой схеме существуют четыре фундаментальных состояния нуклонов: $n \uparrow n \downarrow p \uparrow p \downarrow$. В рамках вигнеровского подхода предполагалось, что структура нуклонных оболочек ядра аналогична структуре электронных оболочек атома, в ядре реализуется LS -связь и спин-орбитальное взаимодействие нуклонов меньше, чем спин-спиновое взаимодействие. К отказу от вигнеровской симметрии привело открытие трех нарушающих симметрию физических фактов [11-14]. Этими фактами являются кулоновское, спин-орбитальное и парное взаимодействия.

Накопленный уже к середине 80-х г. XX столетия обширный экспериментальный материал свидетельствует о том, что кулоновское взаимодействие не нарушает изотопическую симметрию. Открытие аналоговых состояний, а также существующий обширный экспериментальный материал показывает, что изоспин остается в средних и даже в тяжелых ядрах “хорошим” квантовым числом. Таким образом, первый фактор, как оказалось, не приводит к нарушению изотопической, следовательно, вигнеровской спин-изоспиновой симметрии. Как было показано в работе [15], вигнеровская массовая формула содержит член, учитывающий спаривание нуклонов. В средних и тяжелых ядрах преобладающим взаимодействием между нуклонами является jj -связь. По этой причине в основном состоянии нечетно-нечетного ядра нечетный протон и нечетный нейтрон не могут составить пару, поскольку они имеют различные орбитальные моменты и их волновые функции не перекрываются. Поэтому отсутствие спаривания нейтрона и протона в средних и тяжелых ядрах также не является свидетельством нарушения вигнеровской симметрии. Из вышеизложенного ясно, что единственным физическим фактором, нарушающим вигнеровскую спин-изоспиновую $SU(4)$ -симметрию, является спин-орбитальное взаимодействие.

После открытия в начале 60-х гг. прошлого века изобарических аналоговых состояний средних и тяжелых ядер, которое подтвердило правомерность изотопической $SU(2)$ -симметрии, внимание исследователей было обращено к забытой проблеме вигнеровской симметрии. Впервые Франчини и Радикатти [16] исследовали проблему экспериментальной реализации вигнеровской симметрии на основе массового соотношения Вигнера. На основе данных по массам ядер в области $A \leq 110$ Франчини и Радикатти пытались определить степень универсальности массовой формулы Вигнера для ядер изобар. В середине 70-х гг. XX столетия Гапонов и др. [11-14] исправили фактор-критерий R_0 , предложенный Франчини и Радикатти, с учетом кулоновских поправок и определили его выражением

$$R_0 = \frac{M(A, T_z) - M(A, T_z - 2) - \Delta E_{\text{Coul}}(Z, Z + 2)}{M(A, T_z - 1) - M(A, T_z - 2) - \Delta E_{\text{Coul}}(Z + 1, Z + 2)}, \quad (1)$$

где $\Delta E_{\text{Coul}}(Z, Z + 2)$ – разность кулоновской энергии ядер с изospинами T_z и $T_z - 2$. Исследования Франчини - Радикатти и Гапонов и др. не увенчались успехом по причине допущенной методической ошибки обоими группами: при расчете $R_{\text{эксп}}$ были использованы вместо массы ядра массы нейтральных атомов.

В работе [10] было теоретически найдено выражение для фактора Франчини и Радикатти, которая имеет вид

$$R_{\text{теор}} = \frac{4(T_z + 1)}{2T_z + 1 + \eta}. \quad (2)$$

Выражение (2) получено с использованием массового соотношения Вигнера и явного вида оператора Казимира. Спаривание нуклонов учитывается параметром η . В (5) $\eta = +3$, если ядро с изоспином T_z является четно-четным, $\eta = 0$, если ядро имеет нечетное массовое число, и $\eta = -3$, если ядро является нечетно-нечетным.

Нами, в работе [10], базируясь на обогащенных количественно и качественно экспериментальных данных по массам атомных ядер, были корректно рассчитаны экспериментальные значения фактора Франчини и Радикатти $R_{\text{эксп}}$. На основе полученных результатов удалось доказать восстановление вигнеровской $SU(4)$ -симметрии в атомных ядрах в области тяжелых ядер с применением t – критерия Стьюдента.

Таб 1. Соотношение между расчетными $t_{\text{расч}}$ и табличными $t_{\text{табл}}$ значениями t – критерия Стьюдента для в зависимости от проекции изоспина ядра T_z для уровня значимости $\alpha = 0.01$ (n – выборка).

Ядра с нечетным A			Нечетно-нечетные ядра			Четно-четные ядра		
T_z	n	$t_{\text{расч}} \diamond t_{\text{табл}}$	T_z	n	$t_{\text{расч}} \diamond t_{\text{табл}}$	T_z	n	$t_{\text{расч}} \diamond t_{\text{табл}}$
3/2	28	58.268 > 2.771	2	17	74.976 > 2.947	2	16	41.912 > 2.947
5/2	37	50.271 > 2.725	3	18	11.241 > 2.947	3	19	18.441 > 2.880
7/2	41	61.677 > 2.704	4	23	4.030 > 2.819	4	21	32.728 > 2.830
9/2	43	111.319 > 2.694	5	22	73.089 > 2.831	5	22	14.793 > 2.831
11/2	43	192.25 > 2.694	6	18	8.618 > 2.947	6	18	21.537 > 2.947
13/2	34	25.696 > 2.723	7	17	15.559 > 2.947	7	16	6.692 > 2.947
15/2	29	10.168 > 2.763	8	13	20.827 > 3.055	8	15	11.371 > 2.977
17/2	34	10.261 > 2.723	9	14	27.521 > 3.012	9	22	39.151 > 2.831
19/2	42	17.841 > 2.698	10	21	31.565 > 2.830	10	23	15.411 > 2.831
21/2	40	0.652 > 2.702	11	22	46.285 > 2.831	11	22	84.883 > 2.831
23/2	37	12.964 > 2.725	12	20	28.961 > 2.880	12	19	80.383 > 2.880
25/2	31	37.655 > 2.750	13	16	40.116 > 2.947	13	20	40.145 > 2.880
27/2	28	10.152 > 2.771	14	17	15.212 > 2.921	14	19	40.046 > 2.880
29/2	25	3.747 > 2.797	15	18	24.906 > 2.950	15	19	34.634 > 2.880
31/2	30	49.115 > 2.756	16	19	15.598 > 2.880	16	20	9.670 > 2.880
33/2	35	40.562 > 2.730	17	17	14.919 > 2.921	17	19	5.266 > 2.880
35/2	25	37.201 > 2.797	18	13	66.612 > 3.055	18	11	13.700 > 3.169
37/2	24	4.373 > 2.807	19	12	28.526 > 3.106	19	10	4.765 > 2.880
39/2	19	22.445 > 2.880	20	9	28.591 > 3.355	20	9	9.359 > 3.355
41/2	16	15.082 > 2.947	21	7	13.844 > 3.707	21	8	11.608 > 3.499
43/2	16	8.940 > 2.947	22	5	15.990 > 4.604	22	8	10.015 > 3.499
45/2	16	32.554 > 2.947	23	6	6.421 > 4.032	23	7	5.919 > 3.707
47/2	12	10.159 > 3.106	24	6	18.115 > 4.032	24	6	7.814 > 4.032
49/2	8	6.681 > 3.499	25	3	134.024 > 9.925	25	9	19.531 > 3.355
51/2	7	4.233 > 3.707	26	6	56.939 > 4.032	26	8	30.055 > 3.499
53/2	9	0.545 < 3.355	27	8	41.699 > 3.499	27	7	8.316 > 3.707
55/2	9	0.876 < 3.355	28	4	10.536 > 5.841	28	5	21.309 > 4.604
57/2	6	0.660 < 4.032						

В таблице 1 приведены расчетные значения $t_{\text{расч}}$ критерия Стьюдента для трех видов ядер вигнеровского типа, вычисленные нами. Там же приведены соответствующие табличные (справочные) значения $t_{\text{табл}}$. Выбранный уровень значимости $\alpha = 0.01$. Как видно из таблицы 1, для нечетных атомных ядер с изоспинами $T_z = 53/2, 55/2$ и $57/2$ расчетные значения t -критерия меньше, чем табличные, т.е. на уровне значимости $\alpha = 0.01$ теоретические значения $R_{\text{теор}}$ и экспериментальные значения $R_{\text{эксп}}$ для ядер с проекцией изоспина $T_z \geq 53/2$ согласуются. Этот факт следует интерпретировать как восстановление вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии для ядер с изоспинами $T_z \geq 53/2$ на уровне значимости $\alpha < 0.01$, т.е. с достоверностью больше чем 99%. Причем восстанавливается симметрия Вигнера в наблюдаемой области нуклидов только для ядер с нечетным массовым числом A с проекцией изоспина $T_z \geq 53/2$, хотя для ядер с четным числом массового числа наблюдается тенденция к восстановлению.

Еще в 1973-м году Гапонов и Лютостанский [17, 18] теоретически предсказали восстановление вигнеровской $SU(4)$ -симметрии в тяжелых ядрах. В поиске возможного существования спин-изоспиновых резонансов характеристики 1^+ , близких по своей структуре к аналоговому резонансу (АР). Решая уравнения в рамках теории конечных ферми систем (ТКФС) для эффективного поля гамов-теллеровского типа, они нашли решения с параметрами изобарических 1^+ -состояний. Найденные решения удобно представить относительно аналогового резонанса в следующем виде:

$$E_+ - E_{\text{АР}} \cong (g_0' - f_0')\Delta E + \frac{1 + bg_0'}{g_0'} b \frac{\Delta E_{ls}^2}{\Delta E}, \quad (3)$$

где E_+ – энергия коллективного состояния, соответствующая гамов-теллеровскому ГТР-состоянию из спин-флип переходов $j_n = l + 1/2 \rightarrow j_p = l - 1/2$, $E_{\text{АР}}$ – энергия аналогового резонанса. В выражении (3) $b = 2/3$, ΔE – энергетическая ширина слоя избыточных нейтронов, ΔE_{ls} – средняя энергия спин-орбитального расщепления, f_0', g_0' – константы изоспинового и спин-изоспинового взаимодействия соответственно.

Как видно из (3), в случае близости констант $f_0' \approx g_0'$ с ростом $\Delta E = 4/3E_F(N - Z)/A$ ($E_F \approx 37$ МэВ – энергия Ферми) ГТР и АР асимптотически сближаются, или экспериментально они должны наблюдаться как вырождение в области тяжелых ядер. Это физически отвечает эффективному подавлению спин-орбитального расщепления ΔE_{ls} в заряженном np -канале возбуждений ядра $A(N, Z)$ с ростом избытка нейтронов.

С 1975 по 1980 годы различные группы исследователей в реакциях перезарядки (p, n) с использованием различных мишеней до ^{208}Pb наблюдали ГТР и АР [19-22], которые с увеличением массового числа асимптотически приближались друг к другу. В области $^{206}, ^{208}\text{Pb}$ наблюдалась тенденция к вырождению ГТР и АР по энергии. Таким образом, предсказанный Гапоновым и Лютостанским гамов-теллеровский резонанс характеристикой 1^+ -состояния получил экспериментальное подтверждение. Теория Гапонова и Лютостанского предсказывает восстановление вигнеровской симметрии в области тяжелых ядер только в заряженном np -канале. В рамках теории конечных ферми – систем восстановление вигнеровской симметрии означает равенство констант $g_0' \approx f_0' \approx g_0$ спин-изоспинового, изоспинового и спинового взаимодействий соответственно [11, 14].

3. Заключение

Подводя итог изложенному материалу, можно констатировать, что в пользу восстановления вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии в области сверхтяжелых ядер указывают следующие экспериментальные факты:

1) асимптотическое сближение ГТР и АР в области тяжелых ядер, что физически отвечает эффективному подавлению спин-орбитального расщепления ΔE_{ls} в заряженном pn -канале возбуждений ядра $A(N, Z)$ с ростом избытка нейтронов или изоспина, которое свидетельствует о приближенном равенстве $f_0' \approx g_0'$ констант изоспинового и спин-изоспинового взаимодействия ТКФС [11],

2) убывание экспериментальных значений вклада спин-орбитального взаимодействия в массу основного состояния ядер $E_{sl}(Z, N)$ по мере продвижения в область сверхтяжелых нуклидов с числом нейтронов $N > 146$ до ~ 100 кэВ [10];

3) статистический анализ методом t -критерия Стьюдента фактора Франчини и Радикатти $R_{\text{экс}}$, полученные на основе экспериментальных значений масс основных состояний атомных ядер, который с достоверностью 99,9% указывает на восстановление вигнеровской $SU(4)$ -симметрии для ядер с нечетным массовым числом A и изоспином $T_z \geq 53/2$ [10];

4) наблюдающаяся тенденция к восстановлению вигнеровской симметрии для четных A ядер с ростом изоспина T_z [10];

5) наилучшее согласие расчетных значений энергии α -распада Q_α , вычисленных в предположении $E_{sl}(Z, N) = 0$ (соответствующий восстановлению вигнеровской $SU(4)$ -симметрии), с экспериментальными данными для сверхтяжелых ядер по сравнению с другими современными теоретическими подходами [23];

6) рекордная точность рассчитанных нами значений масс атомных ядер для нуклидов с области с восстановленной вигнеровской спин-изоспиновой симметрией [24].

Существующий фактический материал не позволяет делать вывод о полном подавлении спин-орбитального взаимодействия в сверхтяжелых ядрах. Имеется надежда на наличие вблизи магического $N = 184$ достаточно интенсивного спин-орбитального взаимодействия, благодаря которому "остров стабильности" будет возможно экспериментально обнаружено. В противном случае, если магическое $N = 184$ недостаточно проявить себя, гипотезу существования "острова стабильности" следует считать необоснованной.

Новые сверхтяжелые ядра с порядковым номером $Z = 116, 117$ и 118 из "острова стабильности" оказались нестабильными. Недавно открытые новые элементы живут гораздо дольше более легких соседей из наблюдаемой трансурановой области. В то же время они живут гораздо меньше теоретически предсказанных времен жизни ядер из "острова стабильности" [2–5]. Предсказанные и наблюдаемые времена различаются на 10^6 – 10^{12} раз. Последнее обстоятельство воспринимается многими авторами как приемлемое. Некоторые авторы справедливо считают "острова стабильности" – "мелью стабильности" [25].

Необходимо отметить, что местоположение на нуклидной карте "острова стабильности" и области восстановления вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии совпадают. В годы теоретических поисков "острова стабильности" [2–5] существенных экспериментальных данных, свидетельствующих о восстановлении вигнеровской $SU(4)$ -симметрии в области сверхтяжелых ядер, не было. Поэтому в теоретических расчетах механизмы, восстанавливающие вигнеровскую симметрию, конечно, не учитывались. В связи с этим, для выяснения вопроса о существовании "острова стабильности" и для уточнения его характеристик, требуются новые исследования теоретического характера с учетом восстанавливающих вигнеровскую симметрию факторов. Результаты этих исследований, возможно, смогут правильно объяснить наблюдаемые времена жизни сверхтяжелых атомных ядер.

Литература

1. Гепперт-Майер М., Иенсен И. Г., 1958. *Элементарная теория ядерных оболочек*, Изд-во иностр. лит., Москва.
2. Струтинский В. М. 1966. Влияние нуклонных оболочек на энергию ядра. ЯФ, 3, 449-458.
3. Mayers W. D. and Swiatecki W. J., 1966. Nuclear masses and deformations. Nucl. Phys. 81, 1-60.

4. Gareev F. A. *et al.*, 1966. Closed Shells for $Z > 82$ and $N > 126$ in a Diffuse Potential Well. *Phys. Lett.* 22, 500-525.
5. Meldner H., 1967. A region of oblate nuclides centred at $Z = 114$ and of spherical nuclides centred at the magic nucleus. *Ask. Phys.* 36, 9-39.
6. Oganessian Yu. Ts. *et al.*, 2013. Experimental studies of the $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$ reaction including decay properties and excitation function for isotopes of element 117, and discovery of the new isotope ^{277}Mt . *Phys. Rev. C* 87, 054621.
7. Khuyagbaatar J. *et al.*, 2014. $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$ Fusion Reaction Leading to Element $Z=117$: Long-Lived α -Decaying ^{270}Db and Discovery of ^{266}Lr . *Phys. Rev. Lett.* 112, 172501.
8. Wigner E. 1937. On the Consequences of Symmetry of the Nuclear Hamiltonian on the Spectroscopy of Nuclear. *Phys. Rev.* 51, 106-119.
9. Wigner E. and Feenberg E., 1941. Symmetry Properties of nuclear levels. *Rep. Prog. Phys.* 8, 274-317.
10. Nurmukhamedov A. M., 2012. Evaluation of restoration of violated wigner's spin-isospin $SU(4)$ -symmetry in atomic nuclei. *Phys. At. Nucl.* 75, 27-32.
11. Гапонов Ю. В., 1983. Гамов-теллеровский гигантский резонанс и проблема вигнеровской симметрии в ядерной физике Физика атомного ядра, Материалы XVIII зимней школы ЛИЯФ, (ЛИЯФ, Ленинград).
12. Gaponov Yu. V. *et al.*, 1982. Wigner $SU(4)$ -symmetry restoration in heavy nuclei and the many-body forces problem. *Nuclear Physics, A* 391, 93-117.
13. Гапонов Ю. В. и др., 1980. Восстановление нарушенной вигнеровской $SU(4)$ -симметрии в тяжелых ядрах. *ЯФ* 31, 65-78.
14. Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С., 1981. Микроскопическое описание гамов-теллеровского резонанса и коллективных изобарических $1+$ состояний сферических ядер. *ЭЧАЯ*, 6, 1324-1363.
15. Нурмухамедов А. М., 2009. Свойства универсальных функций массовой формулы Вигнера для атомных ядер. *ЯФ* 72, 1489-1497.
16. Franzini P., Radicati L. A., 1963. On the validity of the supermultiplet model. *Phys. Lett.* 6, 322-324.
17. Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С., 1973. Гамов-Теллеровский резонанс и вигнеровская схема супермультиплетов. *Письма в ЖЭТФ*, 18, 130-132.
18. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, 1974. Гамов-Теллеровский изобарический $1+$ резонанс. *ЯФ* 19, 62-73.
19. Galonsky A. *et al.*, 1976. Comparison of measured neutron spectra with prediction. *Phys. Rev. C* 14, 748-752.
20. Horen D. J. *et al.*, 1980. Search for isobaric analogues of $m1$ states and giant spinflip resonances in the $^{208}\text{Pb}(p, n)$ reaction. *Phys. Lett. B* 95, 27-30.
21. Bainum D. E. *et al.*, 1980. Observation of giant particle-hole resonances in $^{90}\text{Zr}(n,p)^{90}\text{Nb}$. *Phys. Rev. Lett.* 44, 1751-1754.
22. Gaarde G. *et al.*, 1981. Excitation of giant spin-isospin multipole vibrations. *Nucl. Phys. A* 369, 258-280.
23. Нурмухамедов А. М., 2018. Энергия и время жизни альфа-распада новых сверхтяжелых ядер с восстановленной вигнеровской $SU(4)$ -симметрией. *ЯФ* 81, 160-165.
24. Нурмухамедов А. М., 2019. Прецизионный расчет масс атомных ядер с восстановленной спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрией и изоспинами $T_z = 51/2, 26, 53/2, 55/2, 28, 57/2$. *ЯФ* 82, 120-128.
25. Толоконников С.В. и др., 2013. Самосогласованные расчеты энергий альфа-распада. *ЯФ* 76, 758-765.

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ПОИСКА РЕДКИХ СОБЫТИЙ РАСПАДА ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРОВ ИЗ ФОСФАТНОГО СТЕКЛА

Н.Г. Полухина^{1,2,3}, Н.М. Окальева^{1,2}, М.М. Чернявский¹, Н.С. Коновалова^{1,2},
Н.И. Старков^{1,2}, Е.Н. Старкова¹, Н.Н. Сентюрин¹, Ж. Садыков², Т.В. Щедрина^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук

Москва, 119991, Россия, website@lebedev.ru (Ленинский проспект, д. 53)

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС"

Москва, 119049, Россия, kancela@misis.ru (Ленинский пр-кт, 4)

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Москва, 115409, Россия, info@mephi.ru (Каширское ш., 31)

Аннотация

Представленная работа рассматривает оптическое фосфатное стекло как детектор распада ядер. Разработка методики поиска редких событий включает в себя ядерное облучение стекол под разными углами с последующим химическим травлением, что в свою очередь позволяет выявить на микроскопе события распада ядер. Сопоставляя полученные данные, была определена параметрическая зависимость заряда ионов по измеряемым геометрическим характеристикам треков.

Ключевые слова: оптическое фосфатное стекло, химическое травление, автоматизированное оборудование для трековых измерений

Введение

Начиная с 1960-х гг, для регистрации осколков деления ядер применяются твердотельные трековые детекторы из стекла [1-3] с высокой эффективностью регистрации, малочувствительные к свету, фону бета- и гамма-излучений и имеющие низкий собственный фон. В результате прохождения многозарядного иона в стеклах возникает скрытое изображение в форме остаточных дефектов вдоль трека частицы (латентных треков) шириной ~ 10 нм, которые выявляются химическим травлением. Протравленные следы наблюдаются под оптическим микроскопом как углубления конической формы с вершиной, совпадающей с траекторией частицы, и с диаметром на поверхности стекла порядка 5-10 мкм.

По сравнению с другими твердотельными детекторами многозарядных ионов (слюдами, пластиками), стекла обладают рядом преимуществ, в том числе:

- отсутствием слоистости, препятствующей восстановлению полной длины трека (в отличие от слюды, слоистость которой, обусловленная кристаллическим строением, составляет ~ 10 -6 мм);
- общедоступностью и относительной дешевизной;
- высокой устойчивостью к изменяющимся внешним условиям.

Особо необходимо отметить спектрометрическое свойство стекол, а именно пропорциональность линейного размера зоны травимых дефектов атомному номеру Z частицы, замедляющейся в детекторе до остановки. Это свойство позволяет установить зависимость между зарядом частицы и геометрическими параметрами трека.

Применяемые в описываемом эксперименте фосфатные стекла относятся к материалам с широким классом составов, в которых основной стеклообразующей компонентой является пятиокись фосфора P_2O_5 . Такие стекла, в частности, были успешно применены в эксперименте по поиску 105 элемента по спонтанному делению в 1969 г в ЛЯР ОИЯИ [4]. Фосфатное стекло, содержащее окись церия, имеет эффективность регистрации осколков $(70 \pm 8)\%$ [5].

Для образования видимого трека необходимо, чтобы скорость проникновения травящего раствора в зону радиационных повреждений - скорость травления вдоль трека - превышала скорость травления неповрежденного материала. В результате химического травления на месте латентного трека происходит образование трека травления, размер которого превышает размеры латентного трека на четыре порядка. При длительном травлении контрастность треков под микроскопом постепенно уменьшается, что затрудняет их идентификацию. (Для фосфатных стекол, ухудшение разрешения наблюдается при диаметре треков больше 100 мкм.) Поэтому при разработке методики обработки облученных стекол первостепенное значение имеет выбор оптимального режима химического травления. В зависимости от регистрируемых частиц и состава фосфатного стекла,

используют различные способы и режимы химического травления, в которых варьируются реагенты, концентрации, температуры и длительность травления.

Важными факторами, влияющими на эффективность регистрации многозарядных ионов в стеклах, является плотность облучения и качество обработки изображений. При больших плотностях треков возрастает вклад перекрывающихся треков, что приводит к нелинейности характеристик детектора. Поэтому диапазон измерений параметров треков, в котором детектор имеет линейные характеристики, зависит от размера и плотности треков, а также от качества обработки их изображения на микроскопе [1]. В данной работе анализ этих факторов был осуществлен на этапе моделирования.

Калибровочные облучения

Начальным этапом подготовки эксперимента по регистрации осколков деления сверхтяжелых ядер является тестовое облучение образцов фосфатного стекла различных марок и выбор оптимального способа их травления. Образцы фосфатных стекол марок ГЛС-22 и КНФС-3 облучались на пучке ионов $^{132}\text{Xe}^{26+}$ на резонансном циклическом ускорителе ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ. Размеры образцов варьировались в диапазоне от 10×2 мм до 10×10 мм при толщине 4 мм, обеспечивающей оптимальное сочетание необходимой оптической прозрачности и механической прочности. Конечной задачей калибровочных облучений образцов стекла является получение зависимости геометрических характеристик треков от заряда, энергии, угла падения и температуры в процессе экспозиции.

Для первого облучения были подготовлены две группы образцов фосфатного стекла ГЛС-22 для двух значений угла падения пучка (0 и 60° к нормали), по 3 образца в каждой группе (толщиной 2 мм, 3 мм и 4 мм). Подготовленные образцы фосфатного стекла были подвержены радиационному воздействию в канале транспорта выведенного пучка ионов $^{132}\text{Xe}^{26+}$ резонансного циклического ускорителя ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ. Энергия ускоренных ионов ксенона составляла 1,16 МэВ/нуклон. Приблизительный пробег в лавсане 22,5 мкм. Контролируемый по ФЭУ (Hamamatsu H-10721-110) поток ионов ксенона составил $N=1300$ частиц/сек·см². Набранная за время экспозиции доза составила $6,2 \times 10^4$ частиц/см² при угле 0° относительно нормали к поверхности (первая группа стекол) и $3,1 \times 10^4$ частиц/см² при угле 60° (вторая группа стекол). Травление образцов первой группы стекол проводилось в 40% р-ре плавиковой кислоты HF в несколько этапов. Протравленные образцы после каждого этапа травления были отсканированы на автоматизированном микроскопе измерительного комплекса ПАВИКОМ (ЛЭЧ ФИАН) [6]. Первые экспериментальные результаты позволили определить диапазоны времени травления образцов: до 1 часа в плавиковой кислоте и от 5 до 10 часов в гидроксиде натрия.

На данном этапе анализа данных, травление в плавиковой кислоте представляется более предпочтительным: изображения треков ионов, протравленных в плавиковой кислоте, обладают большей контрастностью, по сравнению с травлением в гидроксиде натрия, что повышает точность измерений.

На этапе выбора травящего состава образцы фосфатного стекла КНФС-3, облученные на пучках ионов Ag, Kr и $^{132}\text{Xe}^{26+}$ на резонансном циклическом ускорителе ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ, подвергались травлению с целью фиксации треков ионов. Одна часть образцов травилась в растворе плавиковой кислоты 40HF, а другая - в растворе гидроксида натрия 10NNaOH.

На рис. 1 даны результаты сравнения толщины стравленного слоя Δ , полученного для образцов 105-0-1 и 105-0-2, протравленных в HF и в NaOH, соответственно.

По результатам измерений для дальнейших работ была выбрана плавиковая кислота HF. Этот выбор был обусловлен следующими факторами:

- 1) Как видно из рис.1, время травления в NaOH значительно превышает время травления в HF (для достижения того же результата).
- 2) Даже очень продолжительное время травления в NaOH, в разы дольше, чем в HF, не дает свидетельств о том, что трек протравлен до конца.
- 3) Стабильность результата травления в NaOH сильно зависит от времени приготовления реактива.

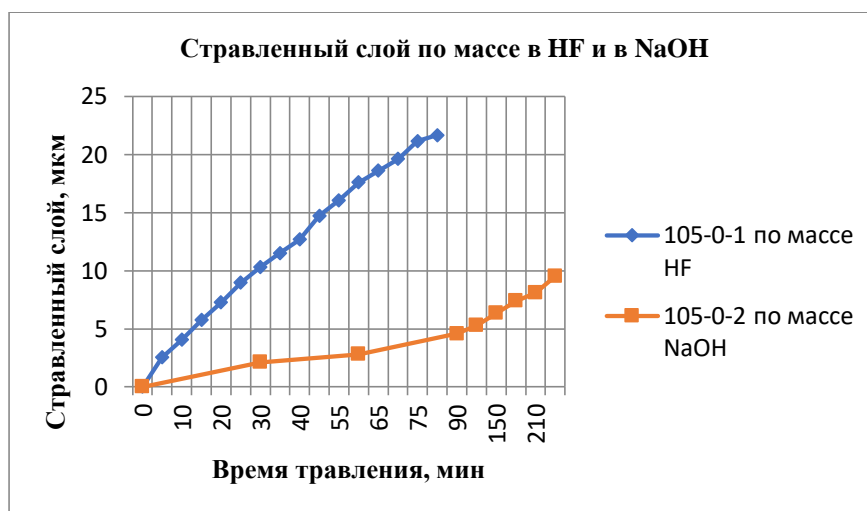


Рис. 1 Результаты сравнения толщины стравленного слоя Δ для образцов, протравленных в HF и в NaOH

Анализ параметров протравленных треков различных ионов

Всего было облучено 71 образцов стекла, из которых 31 был облучен ионами Хе, 20 - ионами Ar и 20 - ионами Kr. Задачей исследований являлось выяснить возможность идентификации ионов по параметрам их треков, протравленных в стекле.

Анализ экспериментальных зависимостей глубины треков ионов Хе для разных энергий и углов падения показал, что глубина трека как параметр не позволяет определять характеристики иона.

Согласно [1] при травлении в более слабом растворе HF [1] должна наблюдаться более высокая эффективность регистрации, т.е. большее значение отношения скоростей травления по треку и по массе детектора V_t/V_m . Это объясняется, в частности, более хорошими условиями для конвекции травителя в зоне трека при медленном травлении, чем при быстром травлении в концентрированных растворах [1] (Николаев, с.36). По этой причине исследования были продолжены с кислотой более слабой концентрации.

На начальном этапе травления концентрация кислоты по массе составила 520 г/л. Поскольку в результате травления не были получены данные о зависимости размеров лунок от заряда ионов (рис. 2) было сделано предположение, что при высокой концентрации травящего раствора при выбранных интервалах травления мы пропускаем фазу оптимальной растравленности треков, обуславливающую наилучшее для данных стекла и травителя разрешение.

При последующем травлении концентрация по массе раствора 40 г/л оказалась недостаточной для появления видимых треков. При последующих травлениях применялся раствор концентрацией по массе 200 г/л HF, травление в котором позволило "разделить" треки от различных ионов (см. таблицу 1).

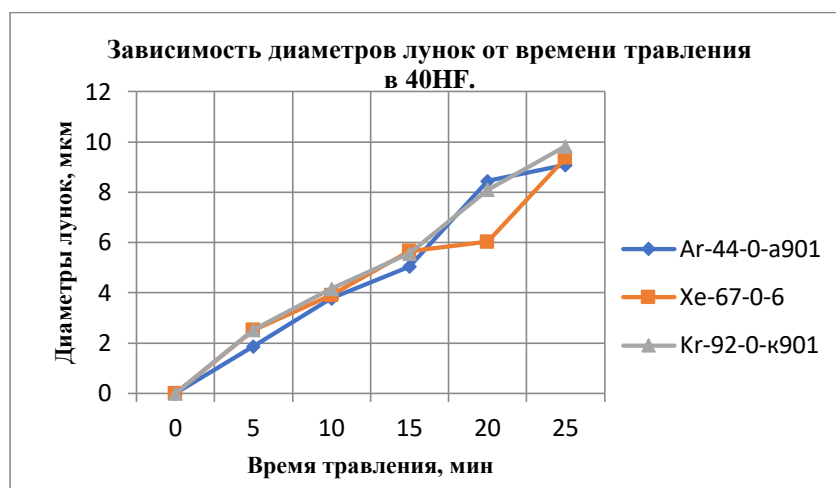


Рис. 2 Диаметры лунок от различных ядер при нормальном падении пучка

Для практического приготовления раствора малой концентрации была взята пластиковая емкость объемом 60мл. Брали 5 мл 40HF и доливали до полного объема водой, что соответствует примерно 3% HF.

При приготовлении травителя, выбранного в итоге для получения качественных результатов, в пластиковый мерный стакан добавляли 35 мл 40HF и доливали до 100 мл водой, что соответствует примерно 20% HF.

Таб.1 Размеры осей протравленных лунок от разных ионов с разными энергиями. Указаны углы падения пучка к поверхности образца.

Время травления, мин		Ag	Kr	Xe
		(60°, 44 МэВ)	(60°, 92 МэВ)	(30°, 160 МэВ)
40	Большая ось, мкм	-	2,75±0,68	4,15±0,99
	Малая ось, мкм	-	1,37±0,48	2,16±0,82
50	Большая ось, мкм	1,99±0,37	3,96±0,89	5,77±1,49
	Малая ось, мкм	1,61±0,33	1,96±0,66	2,72±1,12
60	Большая ось, мкм	2,30±0,61	4,29±0,93	5,82±1,27
	Малая ось, мкм	1,72±0,50	2,04±0,76	2,80±1,21
75	Большая ось, мкм	2,72±0,65	5,28±1,22	5,97±1,56
	Малая ось, мкм	1,88±0,55	2,50±0,93	2,93±0,84
90	Большая ось, мкм	2,89±0,59	5,43±0,99	6,11±1,64
	Малая ось, мкм	1,94±0,46	2,53±0,68	3,16±1,11
100	Большая ось, мкм	3,13±0,48	6,04±0,94	6,88±1,64
	Малая ось, мкм	2,04±0,55	2,85±0,81	3,18±0,88
110	Большая ось, мкм	3,25±0,65	6,30±1,01	7,05±1,72
	Малая ось, мкм	2,04±0,36	3,01±0,82	3,64±1,00

Параметрическая зависимость заряда ионов по измеряемым характеристикам треков

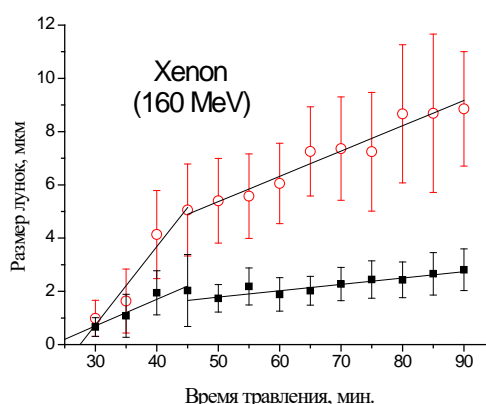


Рис.3 Зависимость длин (круглые точки) и ширины (квадратные точки) лунок на поверхности от времени травления

Из рисунка 3 видно, что процесс травления распадается на две части. Одна из них (левая на рисунках) соответствует травлению зоны повреждения материала стекла до точки останова ядра. Вторая связана с простым растравливанием материала в области, где трека уже нет и где скорость травления существенно ниже. Коэффициенты наклонов отрезков прямых в зависимостях размеров лунок от времени травления отражают скорость травления на данном участке. На рисунке 30, приведённом ниже, показаны эти коэффициенты как функции заряда. Видно, что коэффициенты, а,

следовательно, и скорости изменения размеров лунок, существенно зависят от заряда на начальном этапе травления. Второй этап в этом отношении намного менее чувствителен к заряду. Как уже говорилось, это объясняется тем, что на этом этапе происходит травление только основного материала, когда от трека уже ничего не осталось и поэтому для определения характеристик ядра он малоинформативен, хотя, по-видимому, небольшое влияние заряда, энергии и других характеристик ядра ещё остаётся.

Литература

- 1 В.А. Николаев, Твердотельные трековые детекторы в радиационных исследованиях, СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2012, 283 с.
- 2 В.А. Николаев, В.П. Перелыгин, Стекланные трековые детекторы. Приборы и техника эксперимента, №2, с.7-17, 1976
- 3 С.П. Третьякова, Диэлектрические детекторы и их использование в экспериментальной ядерной физике, Физика элементарных частиц и атомного ядра, т. 23, вып. 2, с. 364-429, 1992
- 4 Г.Н. Флеров, Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, Ю.А. Лазарев, С.П. Третьякова, И.В. Колесов, В.М. Плотко, Синтез элемента 105, Атомная энергия, т. 29, вып. 4, с. 243-250, 1970
- 5 В.П. Перелыгин, Регистрация и идентификация быстрых тяжелых ядер твердотельными трековыми детекторами, Дисс. на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, ОИЯИ, Дубна, 1993
- 6 A. B. Aleskandrov, M. S. Vladimirov, L. A. Goncharova, N. S. Konovalova, G. I. Orlova, N. G. Peresad'ko, N. G. Polukhina, N. I. Starkov, M. M. Chernyavskii, A. O. Shchelkanov, A technique for measuring charges of relativistic nuclei in a nuclear emulsion on the PAVICOM automated facility, Instrum Exp Tech 50: 469. 2007

OPEN QUANTUM SYSTEMS IN EXTERNAL MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS

E.Kh. Alpomishev¹, G.G. Adamian², Z. Kanokov^{1,3}, and N.V. Antonenko²

¹*Institute of Nuclear Physics,*
100214 Tashkent, Uzbekistan

²*Joint Institute for Nuclear Research,*
141980 Dubna, Russia

³*National University of Uzbekistan,*
100174 Tashkent, Uzbekistan

The problem of description of a two-dimensional quantum system under the influence of external magnetic and electric fields and energy exchange with its environment is of great interest in atomic, nuclear, and plasma physics, astrophysics, condensed matter physics, quantum optics, and quantum information and measurement theories Refs. [1, 2, 3].

In atomic physics, much attention is focused on the hydrogen atom in magnetic field for which the experimental and theoretical studies yield excellent insights into the semiclassical and quantum aspects of non-integrable systems. In nuclear physics, the study of nuclear properties in the strong field of magnetic trap seems to be interesting. The observation of simultaneous violation of parity and time-reversal invariance is based on the measurement of the linear polarization of gamma transitions produced by the de-excitation of isomeric states of nuclei in the magnetic field at low temperature [4]. The intensive investigations deal with the impact of external magnetic field on such systems as quantum dots, quantum wires, and two-dimensional electronic systems [1, 2, 4, 5, 6, 7, 8]. The characteristics of plasma in the homogeneous external field has also to be studied in the physics of gas discharge [9].

A charged particle moving in a static external magnetic field (without a confined potential) and linearly coupled to a heat bath has been only treated in Refs. [10, 11], where a fully dynamical calculation of the orbital diamagnetism has been presented. In Ref. [10] The non-Markovian and Markovian Langevin formalism have been used in Refs. [10, 11], respectively. In all cases [10, 11, 12, 13], the magnetic field affects neither the memory function nor the random force appearing in the quantum Langevin equation.

We consider the motion of a charged particle (collective system) with effective mass tensor and charge $e = |e|$ in the neutral bosonic heat bath (in this case heat bath consist of phonons) in the presence of perpendicular axisymmetric magnetic field (along z axis). In the case of linear coupling in coordinates between this particle and heat bath the total Hamiltonian of the collective subsystem+heat bath is as follows

$$H = \frac{1}{2m_x}(p_x - eA_x(x, y))^2 + \frac{1}{2m_y}(p_y - eA_y(x, y))^2 + \sum_{\nu} \hbar\omega_{\nu}b_{\nu}^{\dagger}b_{\nu} + \sum_{\nu} (x\alpha_{\nu} + yg_{\nu})(b_{\nu}^{\dagger} + b_{\nu}) + \sum_{\nu} \frac{1}{\hbar\omega_{\nu}}(\alpha_{\nu}x + g_{\nu}y)^2 + exE_x + ex\tilde{E}_x(t) + eyE_y + ey\tilde{E}_y(t) \quad (1)$$

where m_x and m_y are the components of the effective mass tensor, $\mathbf{A} = (-\frac{1}{2}yB, \frac{1}{2}xB, 0)$ is the vector potential of the magnetic field with the strength $B = |\mathbf{B}|$, the constant E_x (E_y) and time-dependent electric field $\tilde{E}_x(t)$ ($\tilde{E}_y(t)$) fields act in x (y) direction, $p = (p_x, p_y, 0)$ is the canonically conjugated momentum, b_{ν}^{\dagger} and b_{ν} the phonon creation and annihilation operators of the heat bath, and α_{ν} and g_{ν} are the coupling parameters. The bosonic heat bath is modeled by an ensemble of non-interacting harmonic oscillators with frequencies ω_{ν} . The coupling between the heat bath and collective subsystem is linear in coordinates. The coupling term and external magnetic field do not affect each other.

For convenience, we introduce the new definitions for momenta

$$\pi_x = p_x + \frac{1}{2}m_x\omega_{cx}y; \quad \pi_y = p_y - \frac{1}{2}m_y\omega_{cy}x$$

where $\omega_{cx} = eB/m_x$ and $\omega_{cy} = eB/m_y$. The cyclotron frequency is $\omega_c = \sqrt{\omega_{cx}\omega_{cy}} = \frac{eB}{\sqrt{m_xm_y}}$. Therefore, the total Hamiltonian (1) is transformed into the form

$$H = \frac{1}{2m_x} \pi_x^2 + \frac{1}{2m_y} \pi_y^2 + \sum_{\nu} \hbar \omega_{\nu} b_{\nu}^{\dagger} b_{\nu} + \sum_{\nu} (x \alpha_{\nu} + y g_{\nu})(b_{\nu}^{\dagger} + b_{\nu}) + \sum_{\nu} \frac{1}{\hbar \omega_{\nu}} (\alpha_{\nu} x + g_{\nu} y)^2 + exE_x + ey\tilde{E}_x(t) + eyE_y + ey\tilde{E}_y(t) \quad (2)$$

The system of the Heisenberg equations for the operators x , y , π_x , π_y , and the bath phonon operators b_{ν} , b_{ν}^{\dagger} is obtained by commuting them with H :

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, x] = \frac{\pi_x(t)}{m_x}, \\ \dot{y}(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, y] = \frac{\pi_y(t)}{m_y}, \\ \dot{\pi}_x(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, \pi_x] = \pi_y(t) \omega_{cy} - \sum_{\nu} \alpha_{\nu} (b_{\nu}^{\dagger} + b_{\nu}) - eE_x - e\tilde{E}_x(t), \\ \dot{\pi}_y(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, \pi_y] = -\pi_x(t) \omega_{cx} - \sum_{\nu} g_{\nu} (b_{\nu}^{\dagger} + b_{\nu}) - eE_y - e\tilde{E}_y(t) \end{aligned} \quad (3)$$

and

$$\begin{aligned} \dot{b}_{\nu}^{\dagger}(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, b_{\nu}^{\dagger}] = i\omega_{\nu} b_{\nu}^{\dagger}(t) + \frac{i}{\hbar} (\alpha_{\nu} x(t) + g_{\nu} y(t)), \\ \dot{b}_{\nu}(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, b_{\nu}] = -i\omega_{\nu} b_{\nu}(t) - \frac{i}{\hbar} (\alpha_{\nu} x(t) + g_{\nu} y(t)). \end{aligned} \quad (4)$$

We eliminate the bath variables from the equations of motion of the collective subsystem and obtain the nonlinear integro-differential stochastic dissipative equations (Heisenberg-Langevin equations)

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= \frac{\pi_x(t)}{m_x}, \\ \dot{y}(t) &= \frac{\pi_y(t)}{m_y}, \\ \dot{\pi}_x(t) &= \pi_y(t) \omega_{cy} - \frac{1}{m_x} \int_0^t d\tau K_{\alpha}(t, \tau) \pi_x(\tau) - eE_x - e\tilde{E}_x(t) - F_{\alpha}(t), \\ \dot{\pi}_y(t) &= -\pi_x(t) \omega_{cx} - \frac{1}{m_y} \int_0^t d\tau K_g(t, \tau) \pi_y(\tau) - eE_y - e\tilde{E}_y(t) - F_g(t). \end{aligned} \quad (5)$$

The presence of the integral parts in these equations indicates the non-Markovian dynamics. Following the usual procedure of statistical mechanics, we identify these operators as fluctuations because of the uncertainty in the initial conditions for the bath operators. To specify the statistical properties of the fluctuations, we consider an ensemble of initial states in which the fluctuations have the Gaussian distribution with zero average value

$$\langle\langle F_{\alpha}^{\nu}(t) \rangle\rangle = \langle\langle F_g^{\nu}(t) \rangle\rangle = 0$$

Here, the symbol $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ denotes the average over the bath. We assume that there are no correlations between $F_{\alpha}^{\nu}(t)$ and $F_g^{\nu}(t)$. The dissipative kernels in Eqs. (5) are

$$K_\alpha(t - \tau) = \sum_\nu \frac{2\alpha_\nu^2}{\hbar\omega_\nu} \cos(\omega_\nu[t - \tau]),$$

$$K_g(t - \tau) = \sum_\nu \frac{2g_\nu^2}{\hbar\omega_\nu} \cos(\omega_\nu[t - \tau]).$$

It is convenient to introduce the spectral density D_ω of the heat bath excitations which allows us to replace the sum over different oscillators, ν , by the integral over frequency: $\sum_\nu \dots \rightarrow \int_0^\infty d\omega D_\omega \dots$. This is accompanied by the following replacements: $\alpha_\nu \rightarrow \alpha_\omega$, $g_\nu \rightarrow g_\omega$, $\omega_\nu \rightarrow \omega$, and $n_\nu \rightarrow n_\omega$. Let us consider the following spectral functions [3]

$$D_\omega \frac{\alpha_\omega^2}{\omega} = \frac{\lambda_x^2}{\pi} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \omega^2}, D_\omega \frac{g_\omega^2}{\omega} = \frac{\lambda_y^2}{\pi} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \omega^2},$$

where the memory time γ^{-1} of dissipation is inverse to the phonon bandwidth of the heat bath excitations which are coupled with the collective oscillator.

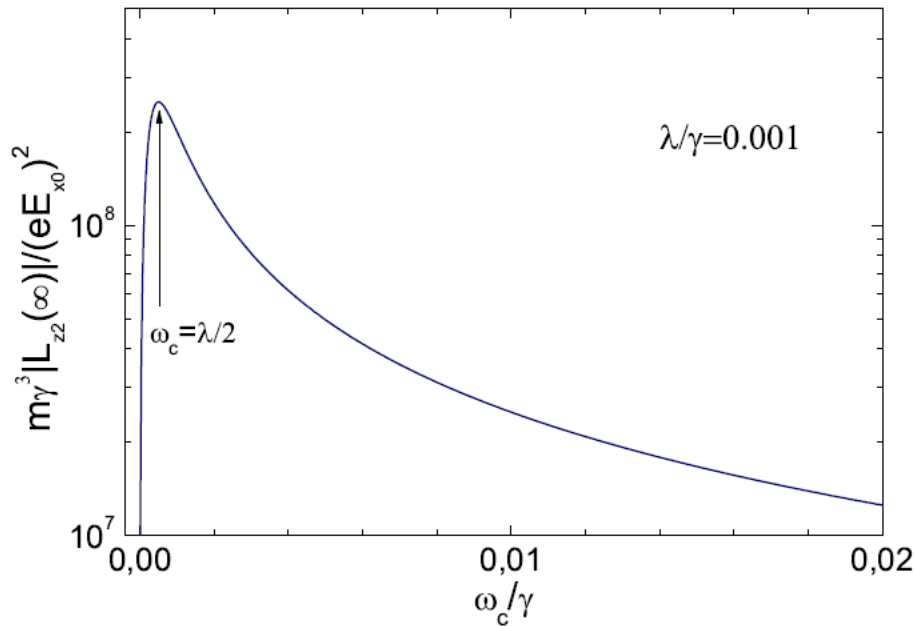


Figure 1: The calculated maximum absolute value z-component of angular momentum $m_\gamma^3 L_{z2}^{\max}(\infty) / (eE_{x0})^2$ as a function of ω_c / γ and here $\lambda / \gamma = 0.001$

For simplicity we choose $\vec{E}_x(t) = E_{x0} \cos(\omega_{ex}t)$, $\vec{E}_y(t) = 0$, $E_x = E_y = 0$. The angular momentum has an asymptotic value, even if the friction coefficients are different. But in this case the expression becomes more complex. Therefore, we write the analytical expression for the case that the friction coefficients are the same $\lambda_x = \lambda_y = \lambda$, then we have to asymptotic z – component of angular momentum following expression

$$L_{z2}(\infty) = - \frac{[e^2 E_{x0}^2 \omega_c (\gamma^2 + \omega_{ex}^2) (\gamma(\gamma - \lambda) + \omega_{ex}^2)]}{Q} \quad (6)$$

here,

$$Q = m(\gamma^4(\omega_c^2 + \lambda^2)^2 + \omega_{ex}^2(\gamma(\gamma - 2\lambda) + \omega_{ex}^2 - \omega_c^2)(2\gamma^2(\lambda^2 - \omega_c^2) + (\gamma(\gamma - 2\lambda) - \omega_c^2)\omega_{ex}^2 + \omega_{ex}^4)).$$

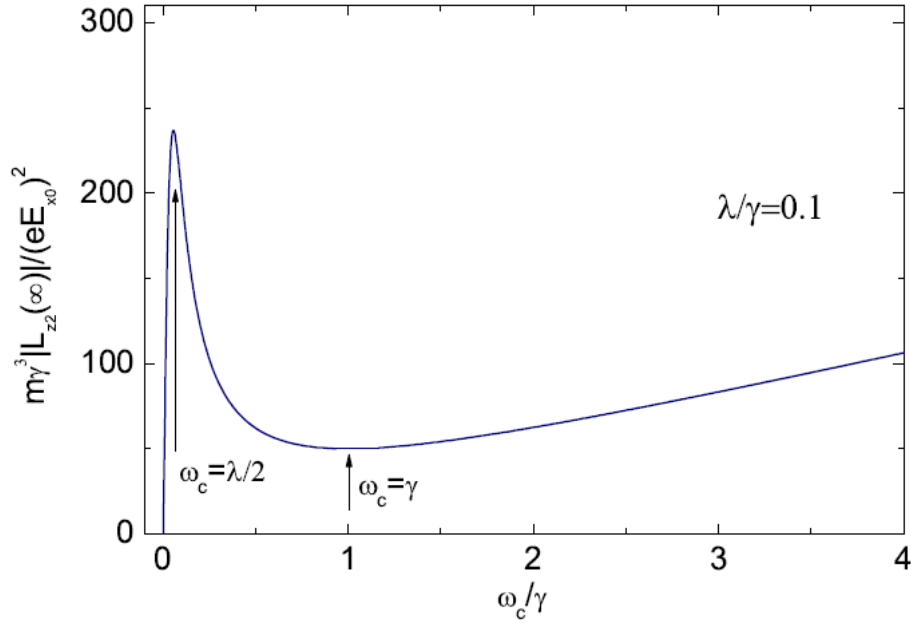


Figure 2: The calculated maximum absolute value z -component of angular momentum $m\gamma^3 L_{z2}^{max}(\infty)/(eE_{x0})^2$ as a function of ω_c/γ and here $\lambda/\gamma = 0.1$

As seen, $L_{z2}(\infty) = 0$ at $\omega_c = 0$. It can be seen from the above expression (9), the value of asymptotic z – component of angular momentum $L_{z2}(\infty)$ depends on ω_c . If the coefficient of friction is zero, that is, in the absence of friction, the maximum does not exist. Frequency ω_c^{max} , corresponding to the maximum value of asymptotic z – component of angular momentum depended on frictional coefficient λ and frequency of electric field, it depends on γ weakly. We get the following simple expression for ω_c^{max} :

$$\omega_c^{max} = \sqrt{\frac{\omega_{ex}^2 - \lambda^2 + 2\sqrt{\omega_{ex}^4 + \omega_{ex}^2 \lambda^2 + \lambda^4}}{3}} \quad (7)$$

As a result:

$$L_{z2}^{max}(\infty) = -\frac{e^2 E_{x0}^2 \omega_c (\omega_c^2 + \gamma^2) (\omega_c^2 + \gamma(\gamma - \lambda))}{\gamma^2 \lambda^2 m (4\omega_c^4 + 4\omega_c^2 \gamma (\gamma - \lambda) + \gamma^2 \lambda^2)} \quad (8)$$

Here, $L_{z2}^{max}(\infty)$ has two maximum points. Taking into account $\gamma \gg \lambda$, results of numerical calculations represent the maximum points at to $\omega_c = \lambda/2$ and $\omega_c = \gamma$. The value of $L_{z2}^{max}(\infty)$ at the first point ($\omega_c = \lambda/2$) is equal to

$$L_{z2}^{max}(\infty) = -\frac{e^2 E_{x0}^2}{4m\lambda^3}$$

The value of $L_{z2}^{max}(\infty)$ at the second point ($\omega_c = \gamma$) is equal to

$$L_{z2}^{max}(\infty) = -\frac{e^2 E_{x0}^2}{2m\gamma\lambda^2}$$

In our calculations the mass parameter was chosen as $m = 448m_0$ (m_0 is the nucleon mass). The value of γ should be taken to fulfill the condition. We set $\hbar\gamma = 12$ MeV and $\lambda_x = \lambda_y = \lambda$. The dependence of the absolute maximum value z – component of angular momentum $L_{z2}^{max}(\infty)$ on magnetic field is given in Figs. 1 and 2. Here, we set $\omega_c = \omega_c^{max}$. If the the friction coefficient is small (Fig.1, here $\lambda/\gamma = 0.001$), the angular momentum of the charged particles have one maximum point. The maximum value of $L_{z2}^{max}(\infty)$ corresponds to $\omega_c = \lambda/2$. As the magnetic field increases, the value of $L_{z2}^{max}(\infty)$ decreases. If the the friction coefficient is a enough large value (Fig.2, here $\lambda/\gamma = 0.1$), the angular momentum of the charged particles have two maximum points. One of the maximum values of $L_{z2}^{max}(\infty)$ corresponds to $\omega_c = \lambda/2$, the other

maximum point corresponds to $\omega_c = \gamma$. If the magnetic field increases to a sufficiently large value, then $L_{z2}^{max}(\infty)$ also increases.

As can be seen from the graphs above, if we obtain experimentally the binding of $L_{z2}^{max}(\infty)$ to ω_c , depending on its maximum points, we can measure the friction coefficient (λ) and memory time (γ^{-1}) for an open quantum system. For an open quantum system, these quantities are especially important for atomic, nuclear, and plasma physics, condensed matter physics, quantum optics, quantum information and measurement theory.

References

1. M.B. Mensky, *Quantum Measurements and Decoherence* (Kluwer Academic Publishers, 2000).
2. H. Friedrich and D. Wintgen, *Phys. Rep.* **183**, 37 (1989); A. Holle, J. Main, G. Wiebusch, H. Rottke and K.H. Welge, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 161 (1988).
3. I. Abdurakhmanov and Z. Kanokov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, *Physica A* **514**, 957-973 (2019).
4. S.D. Kurgalin, I.S. Okunev, T.V. Chuvil'skaya, and Yu.M. Tchuvil'sky, *Yadernay Fizika* **68**, 2042 (2005).
5. L. Jacak, P. Hawrylak, and A. Wojs, *Quantum Dots* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1997).
6. W.D. Heiss and R.G. Nazmitdinov, *Phys. Rev. B* **55**, 16310 (1997); *Pis'ma v ZhETF* **68**, 870 (1998).
7. Yu. Demidenko, A. Kuzyk, V. Lozovski, and O. Tretyak, *J. Phys. C* **16**, 543 (2004); A. Matulis and E. Anisimovas, *J. Phys. C* **17**, 3851 (2005).
8. L. Langer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 479 (1996); O. Bourgeois *et al.*, arXiv:cond-mat/9901045; E.L. Nagaev, *Uspehi Fizicheskikh Nauk* **166**, 833 (1996).
9. V.L. Ginzburg and A.V. Gurevich, *Uspehi Fizicheskikh Nauk* **LXX**, 201 (1960).
10. Y. Marathe, *Phys. Rev. A* **39**, 5927 (1989).
11. S. Dattagupta and J. Singh, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 961 (1997).
12. X.L. Li, G.W. Ford, and R.F. O'Connell, *Phys. Rev. A* **41**, 5287 (1990); *ibid* **42**, 4519 (1990).
13. X.L. Li, G.W. Ford, and R.F. O'Connell, *Phys. Rev. E* **53**, 3359 (1996).

NORMALIZED INTERACTION ENERGY FOR THE TWO COUPLED OSCILLATORS IN THE HEAT BATH

E. Alpomishev¹, Z. Kanokov^{1,2}

¹Institute of Nuclear Physics,
100214 Tashkent, Uzbekistan

²National University of Uzbekistan,
100174 Tashkent, Uzbekistan

Nowadays, one of the intensively developing topics of theoretical and mathematical physics is the non-equilibrium quantum theory. The study of the dynamics of open systems is directed towards derivation of transport equations and finding transport coefficients which they include. Many works are devoted to developing of formalism for the description of statistical and dynamical behavior of open systems. Powerful apparatus for solving complicated statistical problems of open systems is the theory of Markovian random processes and diffusion type processes, which has the origin of Brownian motion. However, the use of models of Markovian random process in many cases is quite rough, and in some cases - actually inapplicable. In that reason, designing of mathematical methods to consider non-Markovian random processes becomes natural and realistic. One of the possibilities of mathematical representation of non-Markovian process is using of integro-differential equations rather than differential equations. Study of behaviors of dissipative quantum non-Markovian system beyond weak coupling or high temperatures draws an interest into exact solvable models [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. In these models the internal subsystem (i.e., reservoir) is represented by a set of harmonic oscillators, whose interaction with a collective subsystem of harmonic oscillators is realized by the linear coupling between coordinates. Density of oscillators and coupling constants between internal and collective subsystems are chosen so that equations of motion for averages to be consistent with the classical formalism. Among quantum transport equations one can recommend the phenomenological Lindblad equation [9]. A quantum oscillator coupled to a heat bath is a very important and useful problem for many processes dealing with dynamics of open quantum systems [10]. In this work the problem of two coupled quantum oscillators interacting with ensembles of harmonic oscillators is considered.

Let us define the microscopic Hamiltonian H of the total system (internal subsystem plus collective subsystem), which will be used to obtain non-Markovian quantum stochastic Langevin equations and time-dependent transport coefficients for the collective subsystem. In a quantum Hamiltonian was constructed for the systems, which is explicitly dependent on the collective coordinates R_1 and R_2 , canonically conjugate collective momentums P_1 and P_2 and internal degrees of freedom

$$H = \frac{P_1^2}{2m_1} + \frac{m_1\omega_1^2 R_1^2}{2} + \frac{P_2^2}{2m_2} + \frac{m_2\omega_2^2 R_2^2}{2} + gR_1R_2 + \sum_{\nu} \hbar\omega_{\nu} b_{\nu}^{\dagger} b_{\nu} + \sum_{\nu} (\alpha_{\nu}R_1 + g_{\nu}R_2)(b_{\nu}^{\dagger} + b_{\nu}) + \sum_{\nu} \frac{1}{\hbar\omega_{\nu}} (\alpha_{\nu}R_1 + g_{\nu}R_2)^2 \quad (1)$$

The coupling parameters α_{ν} and g_{ν} are

$$\alpha_{\nu}^2 = \frac{m_1\lambda_1\Gamma_{\nu}^2}{\hbar}, g_{\nu}^2 = \frac{m_2\lambda_2\Gamma_{\nu}^2}{\hbar}$$

where λ_1 and λ_2 are parameters which measure the average strengths of the interactions and Γ_{ν} are the coupling constants. b_{ν}^{\dagger} and b_{ν} are the phonon production and annihilation operators that describe internal excitations of the system with energy $\hbar\omega_{\nu}$. For the sake of simplicity, we omit the signs of the operators.

Using Hamiltonian (1), we obtain a system of quantum Heisenberg equations for the operators related to the collective and internal motion

$$\begin{aligned} \dot{R}_1(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, R_1(t)] = \frac{P_1(t)}{m_1} \\ \dot{R}_2(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, R_2(t)] = \frac{P_2(t)}{m_2} \\ \dot{P}_1(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, P_1(t)] = -m_1\omega_1^2 R_1(t) - \sum_{\nu} \alpha_{\nu} (b_{\nu}^{\dagger}(t) + b_{\nu}(t)) - gR_2(t) \\ \dot{P}_2(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, P_2(t)] = -m_2\omega_2^2 R_2(t) - \sum_{\nu} g_{\nu} (b_{\nu}^{\dagger}(t) + b_{\nu}(t)) - gR_1(t) \end{aligned} \quad (2)$$

and

$$\begin{aligned} \dot{b}_\nu^\dagger(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, b_\nu^\dagger(t)] = i\omega_\nu b_\nu^\dagger(t) + \frac{i}{\hbar} [\alpha_\nu R_1(t) + g_\nu R_2(t)], \\ \dot{b}_\nu(t) &= \frac{i}{\hbar} [H, b_\nu(t)] = -i\omega_\nu b_\nu(t) - \frac{i}{\hbar} [\alpha_\nu R_1(t) + g_\nu R_2(t)]. \end{aligned} \quad (3)$$

We eliminate the bath variables from the equations of motion of the collective subsystem and obtain the nonlinear integro-differential stochastic dissipative equations

$$\begin{aligned} \dot{R}_1(t) &= \frac{P_1(t)}{m_1}, \\ \dot{R}_2(t) &= \frac{P_2(t)}{m_2}, \\ \dot{P}_1(t) &= -m_1\omega_1^2 R_1(t) - gR_2(t) - \frac{1}{m_1} \int_0^t d\tau K_1(t-\tau)P_1(\tau) - F_\alpha(t), \\ \dot{P}_2(t) &= -gR_1(t) - m_2\omega_2^2 R_2(t) - \frac{1}{m_2} \int_0^t d\tau K_2(t-\tau)P_2(\tau) - F_g(t), \end{aligned} \quad (4)$$

where

$$\begin{aligned} K_1(t-\tau) &= \sum_\nu \frac{2\alpha_\nu^2}{\hbar\omega_\nu} \cos(\omega_\nu(t-\tau)) \\ K_2(t-\tau) &= \sum_\nu \frac{2g_\nu^2}{\hbar\omega_\nu} \cos(\omega_\nu(t-\tau)) \end{aligned}$$

It is convenient to introduce the spectral density $D(\omega)$ of the heat bath excitations which allows us to replace the sum over different oscillators ν by the integral over the frequency: $\sum_\nu \dots \rightarrow \int_0^\infty d\omega D(\omega) \dots$. This replacement is accompanied by the following replacements: $\Gamma_\nu \rightarrow \Gamma_\omega$, $\omega_\nu \rightarrow \omega$ and $n_\nu \rightarrow n_\omega$. Let us consider the following spectral functions

$$D_\omega \frac{\alpha_\omega^2}{\omega} = \frac{\lambda_1^2}{\pi} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \omega^2}, \quad D_\omega \frac{g_\omega^2}{\omega} = \frac{\lambda_2^2}{\pi} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \omega^2},$$

where the memory time γ^{-1} of the dissipation is inverse to the phonon bandwidth of the heat bath excitations which are coupled with the collective oscillator.

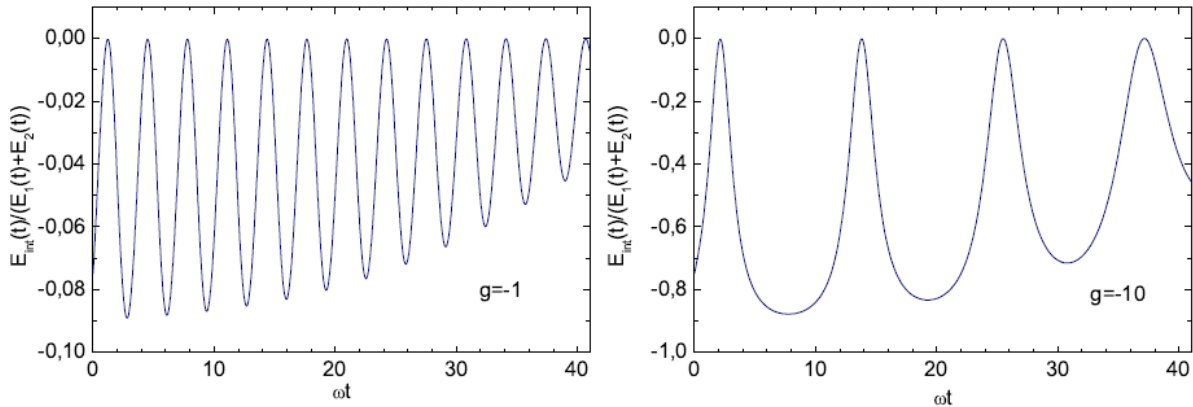


Figure 1: The calculated time dependence of normalized interaction energy $\frac{E_{int}(t)}{E_1(t)+E_2(t)}$ at $g = -1 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^{-2}$ (left side) and $g = -10 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^{-2}$ (right side). The results for $\lambda_1/\omega = \lambda_2/\omega = \lambda/\omega = 0.1$ and $\gamma/\omega = 12$.

Thus, a system of generalized nonlinear Langevin equations (4) is obtained. The presence of the integral terms in the equations of motion means that the non-Markovian system remembers the motion over the trajectory prior to the time t . Analytical solution is possible if the functionals in (4) are replaced by their mean values considered to be weakly varying in time t and the renormalized potential is approximated by the harmonic (or inverted) oscillator. In this case, we have a system of generalized Langevin equations with dissipative memory kernels. We will solve them using the Laplace transform to obtain linear equations for images. Expressions for the images yield explicit expressions for the originals

$$\begin{aligned}
 R_1(t) &= A_1(t)R_1(0) + A_2(t)R_2(0) + A_3(t)P_1(0) + A_4(t)P_2(0) - I_1(t) - I'_1(t) \\
 R_2(t) &= B_1(t)R_1(0) + B_2(t)R_2(0) + B_3(t)P_1(0) + B_4(t)P_2(0) - I_2(t) - I'_2(t) \\
 P_1(t) &= C_1(t)R_1(0) + C_2(t)R_2(0) + C_3(t)P_1(0) + C_4(t)P_2(0) - I_3(t) - I'_3(t) \\
 P_2(t) &= D_1(t)R_1(0) + D_2(t)R_2(0) + D_3(t)P_1(0) + D_4(t)P_2(0) - I_4(t) - I'_4(t)
 \end{aligned}$$

Averaging them over the whole system and taking the time derivative, we obtain the following system of equations for the first moments:

$$\begin{aligned}
 \langle \dot{R}_1(t) \rangle &= \frac{\langle P_1(t) \rangle}{m_1} \\
 \langle \dot{R}_2(t) \rangle &= \frac{\langle P_2(t) \rangle}{m_2} \\
 \langle \dot{P}_1(t) \rangle &= -\lambda_{P_1} \langle P_1(t) \rangle + \rho_{R_1} \langle P_2(t) \rangle - c_{R_1} \langle R_1(t) \rangle + \delta_{R_1} \langle R_2(t) \rangle \\
 \langle \dot{P}_2(t) \rangle &= -\lambda_{P_2} \langle P_2(t) \rangle + \rho_{R_2} \langle P_1(t) \rangle - c_{R_2} \langle R_2(t) \rangle + \delta_{R_2} \langle R_1(t) \rangle
 \end{aligned}$$

where the time-dependent coefficients $\lambda_{P_1}(t)$, $\lambda_{P_2}(t)$, $\rho_{R_1}(t)$, $\rho_{R_2}(t)$, $c_{R_1}(t)$, $c_{R_2}(t)$, $\delta_{R_1}(t)$, $\delta_{R_2}(t)$. The coefficients $\lambda_{P_1, P_2}(t)$ are related to the friction coefficients. The renormalized stiffnesses are $c_{R_1, R_2}(t)$.

Thus, we obtain equations for the first and second moments with the transport coefficients explicitly depending on time, collective coordinate, and momentum. It is the time dependence of these coefficients that results from the non-Markovian nature of the system.

Figure 1 shows the ratio of the interaction energy to the oscillator energy for different coupling coefficient between two oscillators. As you can see, with a decrease in the coupling coefficient, the fluctuation of the interaction energy increases. We are well aware that the problem of interactions of particle in nonequilibrium systems allows for a better understanding of natural phenomena.

References

1. Kanokov Z., Palchikov Yu. V., Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. Non-Markovian dynamics of quantum systems. I. Formalism and transport coefficients // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 016121;
2. Kalandarov Sh. A., Kanokov Z., Adamian G. G., Antonenko N. V. Influence of external magnetic field on dynamics of open quantum systems // Phys. Rev. E. 2007. V. 75. P. 031115.
3. Sargsyan V. V., Palchikov Yu. V., Kanokov Z., Adamian G. G., Antonenko N. V. Coordinate-dependent diffusion coefficients: Decay rate in open quantum systems // Phys. Rev. A. 2007. V. 75. P. 062115;
4. Sargsyan V. V., Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W., Zhang, H. Q. Effects of nuclear deformation and neutron transfer in capture processes, and fusion hindrance at deep sub-barrier energies // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 064614;
5. Adamian G. G., Nasirov A. K., Antonenko N. V., Jolos R. V. The influence of the shell effects on dynamics of deep-inelastic collisions of heavy ions // Phys. Part. Nucl. 1994. V. 25. P. 583.
6. Caldeira A. O., Leggett A. J. Path integral approach to quantum Brownian motion // Physica A. 1983. V. 121. P. 587; Quantum tunnelling in a dissipative system // Ann. Phys. 1983. V.149. P.374;
7. K. Lindenberg, B. West. Phys. Rev. A. 1984. V.30, P.568.
8. Weiss U. Quantum Dissipative Systems. Singapore: World Scientific, 1999.
9. G. Lindblad. Commun. Math. Phys. 1976. V.48, P.119; Rep. Math. Phys. 1976. V.10, P.393.
10. Illarion Dorofeyev. ArXiv. 1207.3881.

COMPARATIVE ANALYSIS OF VARIOUS KINEMATICAL CHARACTERISTICS OF PROTONS IN $n^{12}\text{C}$ AND $p^{12}\text{C}$ COLLISIONS AT 4.2 GeV/c

K. Olimov¹, K. Gulamov¹, A. Olimov¹, G. Khudaiberdyev², R. Bekmirzaev²

¹Physical-Technical Institute of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, Tashkent, 100084, Uzbekistan, olimov@uzsci.net

²State Pedagogical Institutes, Jizzakh, 130100, Uzbekistan bekmirzaev@mail.ru

Abstracts

The results of a comparative analysis of the average values of various kinematical characteristics of protons in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c are presented. A difference is found in the average values of the total momentum of protons in the collisions under consideration. The coincidence of the inclusive spectra of protons in the rapidity in the region of target fragmentation was found.

Key words: bubble chamber, neutron, proton, nucleus, inelastic charge exchange, Δ^0 isobar, momentum, transverse momentum, rapidity, emission angle.

1. Introduction

Interactions of high-energy protons with nucleons and nuclei are studied fairly well experimentally in a wide range of primary energies, while due to the difficulties in obtaining monochromatic beams of neutral particles, experimental information on neutron collisions with nuclei (nA) obtained under conditions of 4π -geometry is very scarce [1–7] and based on small statistics. Therefore, obtaining experimental data on nA collisions and comparing them with the data on pA interactions at the same energy and for the same target nucleus is of considerable interest. This work continues our research [1,3,4,6] and is devoted to a comparative analysis of the various kinematical characteristics of protons in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at a momentum of 4.2 GeV/c.

The experimental material was obtained using a 2 meter propane bubble chamber of the High Energy Laboratory of the Joint Institute for Nuclear Research (Dubna, Russia), exposed to the beams of protons, deuteron nuclei ($d = {}^2\text{H}$) and helium-4 at the momentum of 4.2 GeV/c per nucleon at the Dubna Synchrophasotron and consists of 6736 $p^{12}\text{C}$, 7071 $d^{12}\text{C}$ and 11974 ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ collision events. Total statistic of $n^{12}\text{C}$ events, selected from $d^{12}\text{C}$ and ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ collisions consist of 2798 [8]. Negative pions were identified visually only by the sign of the charge. Among them, an admixture of unidentifiable electrons does not exceed 5%, and negative strange particles $\approx 1\%$ [9]. The lower boundary of the momentum, starting from which charged pions are confidently identified, is 55 MeV/c, and for protons – 140 MeV/c. In the propane bubble chamber, protons and π^+ mesons are effectively identified visually in the momentum region $p \leq 750$ MeV/c. Methodological features of the experiment and the detailed data on corrections for the loss of secondary charged particles are discussed in [8, 10–12].

2. Momentum and angular characteristics of protons

Table 1 shows the average values of the total and transverse momenta of protons with their average emission angles and rapidity's in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions separately for events with and without negative pions in the final state of reaction.

To understand the difference in the average momentum of protons observed experimentally let us consider possible elementary reactions which may lead to increase or decrease in the average momentum of protons in each one of individual collision events:

reactions for $n^{12}\text{C}$ collisions

- 1) $nn \rightarrow nn + x$
- 2) $nn \rightarrow n\pi^- + x$
- 3) $nn \rightarrow p\pi^-n + x$
- 4) $nn \rightarrow p\pi^-p\pi^- + x$
- 5) $np \rightarrow np + x$
- 6) $np \rightarrow pn + x$
- 7) $np \rightarrow p\pi^-p + x$
- 8) $np \rightarrow p\pi^-n\pi^+ + x$
- 9) $np \rightarrow nn\pi^+ + x$

reactions for $p^{12}\text{C}$ collisions

- 1') $pp \rightarrow pp + x$
- 2') $pp \rightarrow pn\pi^+ + x$
- 3') $pp \rightarrow n\pi^+p + x$
- 4') $pp \rightarrow n\pi^+n\pi^+ + x$
- 5') $pn \rightarrow pn + x$
- 6') $pn \rightarrow np + x$
- 7') $pn \rightarrow n\pi^+n + x$
- 8') $pn \rightarrow n\pi^+p\pi^- + x$
- 9') $pn \rightarrow pp\pi^- + x$

where x stands for "anything" permitted by the laws of conservation of electric and baryonic charges. We note that the elementary reactions above are line-by-line conjugate, i.e. they are realized with the equal probability. Based on the isotopic invariance of strong interactions, we can obtain the following equalities. The probability of the reaction (1) W_1 is equal to the probability of the reaction (5) (W_5) i.e. $W_1 = W_5$, the probabilities for realization of reactions (2), (3), (7) and (9) are also equal to each other, i.e. $W_2 = W_3 = W_7 = W_9$. The same line of equalities can be obtained for $p^{12}\text{C}$ -collision reactions.

In $p^{12}\text{C}$ collisions protons of the final state consist mainly of the primary proton and the protons knocked out of the target nucleus – as in reactions (1'), (2') (3') (5'), (6'), whereas in $n^{12}\text{C}$ collisions significant part of them consists of protons knocked out of the target nucleus (reaction (5)) and protons produced in charge exchange processes between the projectile neutron and the target proton (reaction (6)). We see from the table 1 that the average value of the total momentum of protons has the greatest value, as expected, in $p^{12}\text{C}$ collisions in the absence of negative pions in the event.

Table 1: Average values of the total, transverse momenta, the emission angles, and the rapidity of protons in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions in events with and without negative pions.

Value	Type of collisions					
	$n^{12}\text{C}$			$p^{12}\text{C}$		
	$n(\pi^-) = 0$	$n(\pi^-) \geq 1$	All	$n(\pi^-) = 0$	$n(\pi^-) \geq 1$	All
$\langle P \rangle$, GeV/c	0.79 ± 0.02	0.86 ± 0.02	0.83 ± 0.01	1.02 ± 0.01	0.82 ± 0.01	0.96 ± 0.01
$\langle P_{\perp} \rangle$, MeV/c	327 ± 5	337 ± 4	332 ± 3	370 ± 3	353 ± 3	365 ± 2
$\langle \theta \rangle$, degree.	58.1 ± 0.9	49.5 ± 0.6	53.5 ± 0.4	51.3 ± 0.4	50.5 ± 0.5	51.1 ± 0.3
Y	0.41 ± 0.01	0.51 ± 0.01	0.46 ± 0.01	0.56 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.53 ± 0.01

The average value of the total momentum of protons formed in $n^{12}\text{C}$ collisions with $n(\pi^-) = 0$ is much smaller than that in $p^{12}\text{C}$ collisions because most protons in this case come from the target. In the case when one or more negative pions are formed in an event, the average value of the total momentum of protons in $n^{12}\text{C}$ collisions is greater than in $p^{12}\text{C}$ interactions. This observation can be attributed obviously to the contribution of protons from inelastic charge exchange processes of the initial neutron into the proton and π^- meson. In $p^{12}\text{C}$ collisions, reactions (8') and (9') contribute to the formation of protons, and because contribution to protons from the neutron of the target nucleus is significantly higher than that from the projectile, the average momentum of protons here is lower than that of protons formed in $n^{12}\text{C}$ collisions. It is interesting to note that the average value of the total momentum of protons in $n^{12}\text{C}$ collisions with $n(\pi^-) = 0$ is close to that in $p^{12}\text{C}$ interactions with $n(\pi^-) \geq 1$. As mentioned above, in both cases the main contribution to the formation of protons comes from neutrons of the target nucleus, which leads to leveling off of the difference in the average values of the total momentum.

Table 1 shows also that the average values of the transverse momentum of protons are larger in $p^{12}\text{C}$ than in $n^{12}\text{C}$ collisions regardless of the presence of negative pions in the event. Moreover, in $n^{12}\text{C}$ collisions the average values of the transverse momentum of the protons within the statistical errors do not depend on the presence of a negative pion in the final state.

It could be noted that in $n^{12}\text{C}$ collisions with $n(\pi^-) = 0$ the average value of the proton emission angle deviates from smooth behavior at $\theta = (58.1 \pm 0.9)^\circ$. Here, contributions of two mechanisms of proton formation are clearly manifested, and contribution from the knockout of the target nucleus proton by the initial neutron is greater (reaction (5)) than contribution of the mechanism of charge transfer from the target proton to the initial neutron (reaction (6)).

It follows from table 1 that the average rapidity of protons reaches its maximum values in $p^{12}\text{C}$ interactions at $n(\pi^-) = 0$, and a minimum in $n^{12}\text{C}$ collisions with no negative pions in the final state. This fact can be interpreted following the same arguments as before when we have discussed the average values of the total momentum and the proton emission angle in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions with and without negative pions in the final state.

Now we turn to a comparative analysis of the spectra of the total and transverse momenta as well as rapidity distributions of secondary protons in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c.

Fig. 1 shows the total momentum distribution of protons in the laboratory system in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions. Both distributions have no irregularities, show a qualitatively identical dependence on the momentum and have extended "tails" due to the effects of leading primary nucleons. In the momentum region, $p \leq 1.7$ GeV/c, the multiplicity of protons in $p^{12}\text{C}$ collisions is systematically higher than in $n^{12}\text{C}$ interactions. The difference of multiplicities in the target fragmentation region ($p < 1$ GeV/c) is associated with both the charge exchange processes $pn \rightarrow np$ (reaction (6')) in $p^{12}\text{C}$ collisions which increase the

multiplicity of protons in this region of momenta and $np \rightarrow pn$ (reaction (6) which reduce the multiplicity of protons in $n^{12}\text{C}$ collisions in the same region.

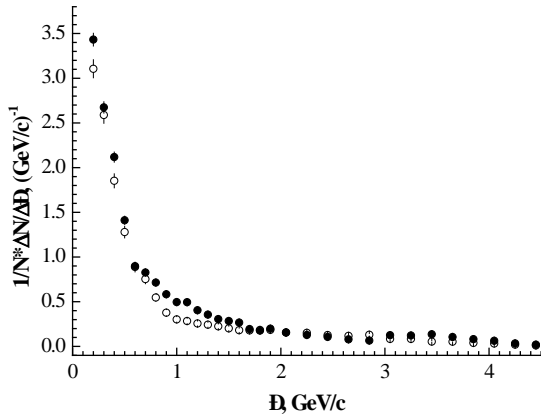


Fig. 1. The distribution of protons on the total momentum in the laboratory coordinate system $n^{12}\text{C}$ (\circ) and $p^{12}\text{C}$ (\bullet) collisions at 4.2 GeV/c.

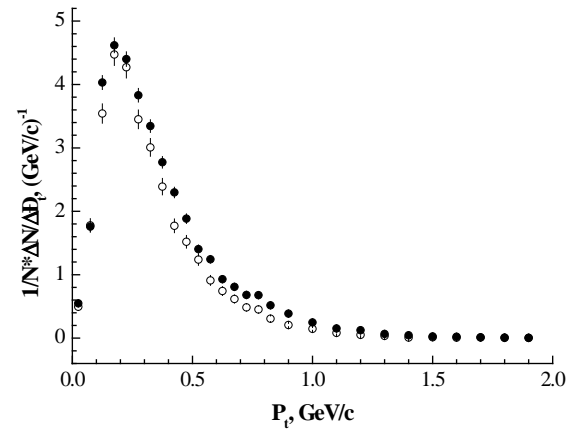


Fig. 2. Transverse momentum distribution of protons in $n^{12}\text{C}$ (\circ) and $p^{12}\text{C}$ (\bullet) collisions at 4.2 GeV/c.

In the range of momentum $1 < p < 1.7$ GeV/c, the difference in these multiplicities is apparently due to the energy loss due to rescatterings or the formation of $\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$ and $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$ isobars, which lead to the decrease of the momentum of an initial proton in $p^{12}\text{C}$ collisions. In the case of $n^{12}\text{C}$ collisions protons in this region are produced from creation and decay of the isobar $\Delta^0 \rightarrow p + \pi^-$ (it can be produced in reactions (3), (4), (7) and (8)), the formation cross section of which is less than the total cross sections for the formation of both Δ^+ and Δ^{++} isobars, the latter ones leading to a smaller multiplicity of protons.

It is interesting to note that in the momentum region $p > 1.25$ GeV/c (we have determined this conditional boundary of the proton momentum from the equality of the average multiplicities of protons in the regions $p < 1.25$ GeV/c and $p > 1.25$ GeV/c in $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ collisions, since this system is symmetric) the average multiplicity of protons in $n^{12}\text{C}$ collisions coincides numerically with the coefficient of inelastic charge exchange reaction of neutrons into protons and equals 0.36 ± 0.01 . For $p^{12}\text{C}$ collisions it is 0.49 ± 0.1 experimentally, which indicates that some of the leading protons of the final state shift to the region of lower momenta.

Fig. 2 shows the transverse momentum p_t distribution of protons in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions. Both distributions have qualitatively identical p_t dependence. The average values of transverse momenta of protons differ by (9–10)% (see table 3). The difference in the average multiplicities of protons in these collisions is concentrated mainly in the region of low $p_t < 1$ GeV/c, while the width of the spectrum of transverse momenta in $p^{12}\text{C}$ collisions is 10% larger than in $n^{12}\text{C}$ interactions. In the region of high $p_t > 1$ GeV/c the spectra coincide with each other within the limits of statistical errors.

Fig. 3 shows the rapidity Y distribution of protons in the laboratory system for $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions. We see that the difference in these spectra is localized in the central region $-0.1 < Y < 1.25$. The coincidence of the rapidity spectra in the lower part of the target fragmentation region is associated with formation of cumulative protons. Indeed, it is easy to show that the region $Y < -0.1$ corresponds to the range of cumulative numbers $\beta > 1.3$, (β is defined as $\beta = (E - P_L)/m_p$, where E , P_L and m_p are the total energy, longitudinal momentum and proton mass, respectively) in which, by definition, such protons are considered to be cumulative. It was shown in [13] that for $\pi^{-12}\text{C}$ collisions at 40 GeV/c and for $p^{12}\text{C}$, $^4\text{He}^{12}\text{C}$ and $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 A GeV/c, the average multiplicity of cumulative protons turned out to be independent of the type (charge) and the mass of the incident particle and equal to 1.05 ± 0.01 . The proportion of cumulative events is equal to 10% of the total number for collisions of protons, α particles, and carbon nuclei. These circumstances altogether lead to the coincidence of inclusive cross sections for the formation of cumulative protons for $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions. We also note the coincidence of the inclusive rapidity distributions of protons in the projectile fragmentation region.

In fig. 4 we show the cosine distribution of the proton emission angles in the laboratory system for $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions. The difference in the spectra is observed in the region $\cos\theta > -0.25$, whereas in the region $\cos\theta < -0.25$, the spectra coincide within the limits of statistical errors. The average values of these

spectra, equal to 0.51 ± 0.01 and 0.52 ± 0.01 in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions, respectively, also coincide within the statistical errors.

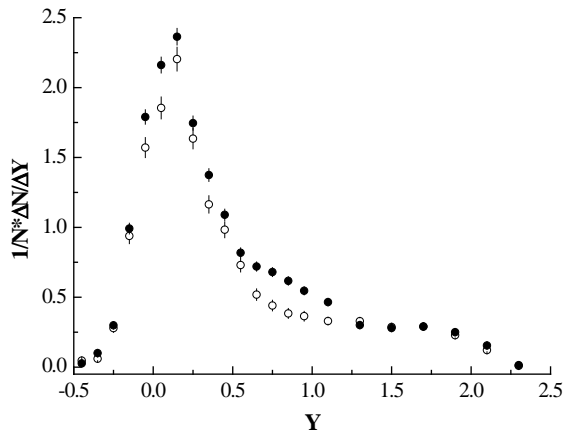


Fig. 3. Rapidity distribution of protons in the laboratory system in $n^{12}\text{C}$ (\circ) and $p^{12}\text{C}$ (\bullet) collisions at 4.2 GeV/c.

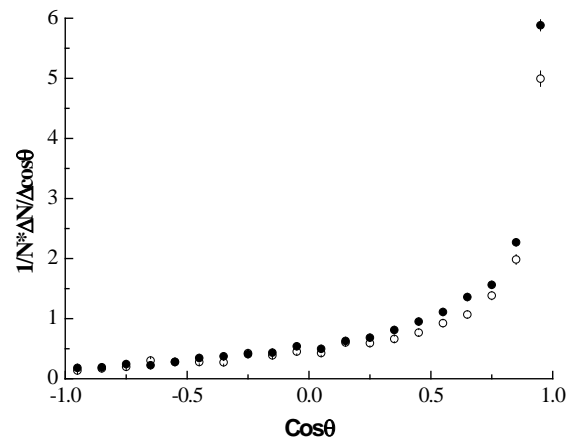


Fig. 4. Emission angle distribution of protons in the laboratory system in $n^{12}\text{C}$ (\circ) and $p^{12}\text{C}$ (\bullet) collisions 4.2 GeV/c.

4. Summary

In this paper we have presented the new data on interactions of neutrons with carbon nuclei at 4.2 GeV/c. The comparative analysis of the average values of various kinematical characteristic of protons produced in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c have been performed.

The difference in the average momenta of the protons in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ is connected with the difference in the probabilities of conservation of a proton in the first case and of the charge exchange of the primary neutron into the proton in the second case. The coincidence of the inclusive cross sections for proton formation in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions in the lower part of the target fragmentation region can be related with production of cumulative protons, whereas their coincidence in the projectile fragmentation region is associated with the leading particle effect in hadrons-nuclear collisions.

REFERENCES

1. Bekmirzaev, R.N. *et al.*, *Yadernaya Fizika* 40, 1477 (1984).
2. Bekmirzaev, R.N. *et al.*, *Yadernaya Fizika* 39, 1212 (1984).
3. Bekmirzaev, R.N. *et al.*, *Yadernaya Fizika* 44, 406 (1986).
4. Bekmirzaev, R.N. *et al.*, *Yadernaya Fizika* 47, 1284 (1988).
5. Bekmirzaev, R.N. *et al.*, *Yadernaya Fizika* 49, 1030 (1989).
6. Bekmirzaev, R.N. *et al.*, *Yadernaya Fizika* 49, 488 (1989).
7. Bekmirzaev, R.N. *et al.*, JINR Preprint, P1-91-495, Dubna, 1991.
8. Olimov, K. *et al.*, Reports of Uzbek Academy of Sciences (Doklady Akademii Nauk Uzbekistana) 4 (2011)
9. Gasparyan, A.P. *et al.*, JINR Preprint. 1-80-778, Dubna, 1980.
10. Agakishiev, G.N. *et al.*, JINR Preprint, P1-84-235, Dubna, 1984.
11. Ivanovskaya, I.A. JINR Preprint, P1-91-264, Dubna, 1991.
12. Bondarenko, A.I. *et al.*, JINR Preprint, P1-98-292, Dubna, 1998.
13. Olimov, K. *et al.* *Yadernaya Fizika* 72, 604 (2009). [*Phys. At. Nucl.* 71, 579 (2009)].

COMPARATIVE ANALYSIS OF MULTIPLICITIES OF PROTONS AND CHARGED PIONS IN $n^{12}\text{C}$ AND $p^{12}\text{C}$ COLLISIONS AT 4.2 GeV/c

K. Olimov¹, K. Gulamov¹, A. Olimov¹, G. Khudaiberdyev², R. Bekmirzaev²

¹Physical-Technical Institute of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan
Tashkent, 100084, Uzbekistan, olimov@uzsci.net

²Jizzakh State Pedagogical Institute
Jizzakh, 130100, Uzbekistan bekmirzaev@mail.ru

Abstracts

The results of a comparative analysis of the average multiple protons, π^+ and π^- mesons in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c are presented. The correlations between the multiplicity of protons and the presence ($n(\pi^-) \geq 1$) (or absence ($n(\pi^-) = 0$)) in the event a negative pion were also investigated. The fractions of events with $n(\pi^-) = 0$ and $n(\pi^-) \geq 1$ are found. Positive correlations were found between the average multiplicity of protons and number of negative pions in both types of collisions. These correlations are related with inelastic charge exchange of a neutron into a proton and π^- meson and/or with the formation and subsequent decay of the Δ^0 isobar.

Key words: bubble chamber, pions, neutron, proton, nucleus, multiplicity, correlations, inelastic charge exchange, Δ^0 isobar.

Introduction

Interactions of high-energy protons with nucleons and nuclei are studied fairly well experimentally in a wide range of primary energies, while due to the difficulties in obtaining monochromatic beams of neutral particles, experimental information on neutron collisions with nuclei (nA) obtained under conditions of 4π -geometry is very scarce [1–7] and based on small statistics. Therefore, obtaining experimental data on nA collisions and comparing them with the data on pA interactions at the same energy and for the same target nucleus is of considerable interest. This work continues our research [1,3,4,6] and is devoted to a comparative analysis of the multiplicity of protons and charged pions formed in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at a momentum of 4.2 GeV/c.

The article consists of three sections. In the first section we discuss the experimental material and the technique for separation of neutron collisions with carbon nuclei from $d^{12}\text{C}$ and $\alpha^{12}\text{C}$ interactions at 4.2 GeV/c per nucleon in a propane bubble chamber. The second section is devoted to a comparative analysis of the average multiplicities of protons, π^+ and π^- mesons in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions. The third section provides a brief summary.

1. Experimental material and separation of neutron-carbon collisions from $d^{12}\text{C}$ and $\alpha^{12}\text{C}$ interactions at 4.2 GeV/c per nucleon

The experimental material was obtained using a 2 meter propane bubble chamber of the High Energy Laboratory of the Joint Institute for Nuclear Research (Dubna, Russia), exposed to the beams of protons, deuteron nuclei ($d = {}^2\text{H}$) and helium-4 at the momentum of 4.2 GeV/c per nucleon at the Dubna Synchrophasotron and consists of 6736 $p^{12}\text{C}$, 7071 $d^{12}\text{C}$ and 11974 ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ collision events.

Negative pions were identified visually only by the sign of the charge. Among them, an admixture of unidentifiable electrons does not exceed 5%, and negative strange particles $\approx 1\%$ [8]. The lower boundary of the momentum, starting from which charged pions are confidently identified, is 55 MeV/c, and for protons – 140 MeV/c. In the propane bubble chamber, protons and π^+ mesons are effectively identified visually in the momentum region $p \leq 750$ MeV/c. Methodological features of the experiment and the detailed data on corrections for the loss of secondary charged particles are discussed in [9–11].

Interactions of neutrons with carbon nuclei were extracted from collisions of deuterons and ${}^4\text{He}$ nuclei with carbon nuclei by observing their characteristic feature - the presence of a spectator proton and ${}^3\text{He}$ nucleus in these events, respectively. Note that the initial $d^{12}\text{C}$ and ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ collisions are cleared of elastic and diffraction events according to the criteria described in [11]. In experimental works, the following values θ of the limiting emission angles were used to isolate spectator particles: in [12], the emission angle is less than 3° , in [13] – $\theta \leq 2.4^\circ$ and in [14] – $\theta \leq 2.5^\circ$. In these studies, the momentum of an incident projectile nucleus ranged from 4.1 to 4.5 GeV/c per nucleon, which is close to 4.2 GeV/c per nucleon, as in our experiment. According to our earlier work [3], a positively singly charged particle with a momentum of $3.0 \leq p \leq 5.4$ GeV/c and an emission angle in the laboratory system $\theta < 3^\circ$ was attributed to the spectator proton. As a result of applying these criteria, 1612 and 1186 $n^{12}\text{C}$ events were selected, respectively, from $d^{12}\text{C}$ and ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ collisions. The fraction of $n^{12}\text{C}$ events extracted from $d^{12}\text{C}$ collisions is (0.23 ± 0.01) which is close

to the value (0.20 ± 0.01) , obtained in [3] from $d(\text{C}_3\text{H}_8)$ collisions taking into account cross sections of inelastic $d^{12}\text{C}$ and dp interactions and the number of carbon and hydrogen nuclei in propane. The fraction of $n^{12}\text{C}$ events selected from ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ collisions is (0.10 ± 0.01) . The smallness of this value compared to the fraction of $n^{12}\text{C}$ events extracted from $d^{12}\text{C}$ collisions can be explained by the large value of the cross section for inelastic interaction of ${}^3\text{He}$ nuclei with nucleons of the carbon nucleus compared with those for proton-nucleon (pN) collisions.

In order to collect $n^{12}\text{C}$ events extracted from $d^{12}\text{C}$ and ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ collisions in a single ensemble we have calculated the average values of the total and transverse momenta of the π^- mesons from both groups of events. The average values of the total momenta of π^- mesons in $n^{12}\text{C}$ events obtained from $d^{12}\text{C}$ and ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ collisions turned out to be (0.59 ± 0.01) GeV/c and (0.59 ± 0.020) GeV/c, respectively, which coincide. We also note the coincidence within the statistical errors of the average transverse momenta of the π^- mesons in $n^{12}\text{C}$ events obtained from $d^{12}\text{C}$ and ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ collisions, (0.25 ± 0.01) GeV/c and (0.24 ± 0.02) GeV/c, respectively. Therefore the average values of the emission angles of π^- mesons in $n^{12}\text{C}$ events extracted from $d^{12}\text{C}$ and ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ collisions must also coincide. These circumstances allow us to combine events into a single ensemble of $n^{12}\text{C}$ collisions with a total statistics of 2798 events. Further analysis of the average multiplicities of protons, π^- and π^+ mesons, as well as kinematic characteristics of protons was carried out for a combined ensemble of $n^{12}\text{C}$ events.

Method of reconstruction of particle momenta with a projection length of tracks less than 4 cm and separation of fast protons and π^+ mesons are presented in [15].

2. Average multiplicities of protons and charged pions

In table 1 we present the average multiplicities of protons, π^- and π^+ mesons in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ interactions at 4.2 GeV/c.

Table 1: The average multiplicities of protons, π^- and π^+ mesons in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions

Value	Type of collisions	
	$p^{12}\text{C}$	$n^{12}\text{C}$
$\langle n_p \rangle$	1.92 ± 0.02	1.65 ± 0.02
$\langle n(\pi^-) \rangle$	0.36 ± 0.02	0.64 ± 0.02
$\langle n(\pi^+) \rangle$	0.63 ± 0.02	0.37 ± 0.02

It follows from the table 1 that the average proton multiplicities in $p^{12}\text{C}$ interactions are greater than in $n^{12}\text{C}$ collisions. To understand the difference in the average multiplicity of protons observed experimentally let us consider possible elementary reactions which may lead to increase or decrease in the number of protons in each one of individual collision events:

reactions for $n^{12}\text{C}$ collisions	reactions for $p^{12}\text{C}$ collisions
1) $nn \rightarrow nn + x$	1') $pp \rightarrow pp + x$
2) $nn \rightarrow n\pi^- + x$	2') $pp \rightarrow p\pi^+ + x$
3) $nn \rightarrow p\pi^-n + x$	3') $pp \rightarrow n\pi^+p + x$
4) $nn \rightarrow p\pi^-p\pi^- + x$	4') $pp \rightarrow n\pi^+n\pi^+ + x$
5) $np \rightarrow np + x$	5') $pn \rightarrow pn + x$
6) $np \rightarrow pn + x$	6') $pn \rightarrow np + x$
7) $np \rightarrow p\pi^-p + x$	7') $pn \rightarrow n\pi^+n + x$
8) $np \rightarrow p\pi^-n\pi^+ + x$	8') $pn \rightarrow n\pi^+p\pi^- + x$
9) $np \rightarrow nn\pi^+ + x$	9') $pn \rightarrow pp\pi^- + x$

where x stands for "anything" permitted by the laws of conservation of electric and baryonic charges. We note that the elementary reactions above are line-by-line conjugate, i.e. they are realized with the equal probability. Based on the isotopic invariance of strong interactions, we can obtain the following equalities. The probability of the reaction (1) W_1 is equal to the probability of the reaction (5) (W_5) i.e. $W_1 = W_5$, the probabilities for realization of reactions (2), (3), (7) and (9) are also equal to each other, i.e. $W_2 = W_3 = W_7 = W_9$. The same line of equalities can be obtained for $p^{12}\text{C}$ -collision reactions.

According to numerous experimental data [16–20], the total probability of reactions in which the initial neutron (proton) is preserved equals 0.64, and the total probability of reactions in which the initial neutron (proton) is converted into a proton (neutron) equals 0.36. Further, the assumption that other reactions with the formation of π^0 mesons or production of the pair of π^+ and π^- mesons in both collisions occur with the same probability, as well as the fractions of protons formed from the target nucleons are the same (due to the same number of protons and neutrons in the ^{12}C nucleus) leads to the following conclusions.

1. The difference in the average multiplicities of protons in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions is equal to the difference in the probability of conservation of the initial proton in $p^{12}\text{C}$ and the probability of the neutron becoming a proton in $n^{12}\text{C}$ collisions, i.e. $0.64 - 0.36 = 0.28$.

2. The average multiplicity of negative (positive) pions in $n^{12}\text{C}$ collisions is equal to that for positive (negative) pions in $p^{12}\text{C}$ interactions.

3. The average values of the kinematic characteristics of negative (positive) pions in $n^{12}\text{C}$ collisions within the statistical errors should coincide with those for positive (negative) pions produced in $p^{12}\text{C}$ interactions.

From the data of table 1 we see that the difference between the average proton multiplicities in the $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions is 0.27 ± 0.03 , which, within the limits of statistical errors, coincides with the value of 0.28 obtained by us (the first conclusion above). It also follows from table 1 that the average multiplicity of negative (positive) pions in $n^{12}\text{C}$ collisions within statistical errors coincides with that for positive (negative) pions in $p^{12}\text{C}$ interactions, in agreement with our second conclusion.

It is known that in hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions at moderate energies (several GeV) the main part of secondary pions is originated from decay of Δ isobars or inelastic exchange of a proton (neutron) into a neutron (proton) and π^- (π^+) meson [21–23]. On the other hand, it can be noted from the above reactions that the formation of protons is correlated with the presence of a negative pion in the event. From this point of view it is interesting to study the average multiplicities of protons in dependence of presence or absence of a negative pion in the event.

Table 2 shows the average proton multiplicities in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions in dependence of presence or absence of a negative pion in the event.

Table 2: Average proton multiplicities in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions with or without π^- mesons in the event.

The number of π^- mesons in the event	Type of collisions, average multiplicity of protons $\langle n_p \rangle$ and fraction (α) of events			
	$n^{12}\text{C}$		$p^{12}\text{C}$	
	$\langle n_p \rangle$	α	$\langle n_p \rangle$	α
$n(\pi^-) = 0$	1.25 ± 0.03	0.47 ± 0.02	1.61 ± 0.02	0.69 ± 0.02
$n(\pi^-) \geq 1$	2.01 ± 0.03	0.53 ± 0.02	2.62 ± 0.03	0.31 ± 0.01

We see from table 2 that in $p^{12}\text{C}$ collisions the fraction of events without negative pions is 2.2 times larger than with production of π^- mesons, whereas in $n^{12}\text{C}$ collisions fractions of events with or without negative pions are close to each other. This fact can be associated with the existence of an additional mechanism for the production of negative pions due to inelastic transition of the initial neutron into a proton and π^- meson in $n^{12}\text{C}$ collisions. We see also that the average multiplicity of protons in both reactions is greater considerably for events with production of negative pions. This is obviously related with the fact that part of negative pions is originated from inelastic transitions of the projectile neutron (in the first case) and the target neutrons (in both cases) into the proton and π^- meson. It follows from table 2 that irrespective of presence of negative pions in the final state the average multiplicity of protons in $p^{12}\text{C}$ interactions is greater considerably than in $n^{12}\text{C}$ collisions. This observation can be attributed to higher probability (0.64) of conservation of the initial proton in $p^{12}\text{C}$ collisions in comparison with probability of the conversion of the initial neutron into a proton in $n^{12}\text{C}$ collisions which is equal to 0.36.

3. Summary

In this paper we have presented the new data on interactions of neutrons with carbon nuclei at 4.2 GeV/c. The comparative analyses of the average multiplicities of protons and charged pions produced in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c have been performed. We have investigated correlations between the average multiplicity of protons and the presence of negative pions in the final state of interactions considered. The average multiplicity of protons in $p^{12}\text{C}$ collisions is greater than in $n^{12}\text{C}$ interactions, which is connected with the difference in the probabilities of conservation of a proton in the first case and of the charge exchange of the primary neutron into the proton in the second case.

Positive correlations were observed between the average multiplicity of protons and the presence of negative pions in interactions considered. These correlations are related with inelastic charge exchange of a neutron into a proton and π^- meson and/or with the formation and subsequent decay of the Δ^0 isobar.

REFERENCES

1. Bekmirzaev, R.N. et al., *Yadernaya Fizika* 40, 1477 (1984).
2. Bekmirzaev, R.N. et al., *Yadernaya Fizika* 39, 1212 (1984).
3. Bekmirzaev, R.N. et al., *Yadernaya Fizika* 44, 406 (1986).
4. Bekmirzaev, R.N. et al., *Yadernaya Fizika* 47, 1284 (1988).
5. Bekmirzaev, R.N. et al., *Yadernaya Fizika* 49, 1030 (1989).
6. Bekmirzaev, R.N. et al., *Yadernaya Fizika* 49, 488 (1989).
7. Bekmirzaev, R.N. et al., JINR Preprint, P1-91-495, Dubna, 1991.
8. Gasparyan, A.P. et al., JINR Preprint. 1-80-778, Dubna, 1980.
9. Agakishiev, G.N. et al., JINR Preprint, P1-84-235, Dubna, 1984.
10. Ivanovskaya, I.A. JINR Preprint, P1-91-264, Dubna, 1991.
11. Bondarenko, A.I. et al., JINR Preprint, P1-98-292, Dubna, 1998.
12. Lepekhin F.G. et al., Preprint LIAP-1557, Leningrad, 1989.
13. Anikina M.Kh. et al., JINR Communication, P1-95-311, Dubna, 1995; Belyakov, V.A., Bogdanovich, E. JINR Communication, P1-96-238, Dubna, 1996
14. Bannik B.P. JINR, P-13055, Dubna, 1980.
15. Olimov, K. et al. *Reports of Uzbek Academy of Sciences (Doklady Akademii Nauk Uzbekistana)* 4 (2011) 29.
16. Olimov, Kh. K. *Yadernaya Fizika* 71, 427 (2008) [*Phys. At. Nucl.* 71, 405 (2008)]
17. Antinucci, M. et al., *Lett. Nuovo Cimento* 6, 121 (1973).
18. Eichten, T. et al., *Nucl. Phys. B* 44, 333 (1972).
19. Allabi, J.V. et al., Preprint No. TH-70-12, CERN (Geneva, 1970).
20. Azimov, S.A. et al., in *Interaction of High-Energy Particles with Nucleons and Nuclei* (Fan, Tashkent, 1972), p.85.
21. Olimov, Kh.K. et al. *Physical Review C* 2007 vol. 75. pp. 067901-067907.
22. Olimov, Kh.K. et al. *European Physical Journal A*. 2010 vol. 44. pp. 43-54.
23. Olimov, Kh.K. et al. *European Physical Journal A*, 201,1 vol. 47 pp. 79–84.

COMPARATIVE ANALYSIS OF THE CHARACTERISTICS OF CHARGED PIONS IN $p^{12}\text{C}$ AND $n^{12}\text{C}$ COLLISIONS AT 4.2 GEV/C

K. Olimov¹, K. Gulamov¹, A. Olimov¹, S. Lutpullaev¹, G. Khudaiberdyev², R. Bekmirzaev², M. Israilov³, N. Saidkhanov¹, Kh. Olimov¹

¹Physical-Technical Institute of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan
Tashkent, 100084, Uzbekistan, olimov@uzsci.net

²State Pedagogical Institutes, Jizzakh
Jizzakh, 130100, Uzbekistan, bekmirzaev@mail.ru.

³Department of Natural Disciplines, Academy of the Armed Forces of the Republic of Uzbekistan
Tashkent, 100075, Uzbekistan

Abstract

The new experimental data on various characteristics of the secondary charged pions produced in $n^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c are presented. A comparative analysis of the average multiplicities and various kinematic characteristics of the charged pions produced in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c is made. The experimental data are compared systematically with the predictions of the modified FRITIOF model.

Key words: neutron-carbon collisions, proton-carbon collisions, intermediate energies, pion production, average multiplicities, total and transverse momentum distributions, rapidity distributions, emission angle distributions.

1. Introduction

In contrast to proton-nucleus collisions, there is very little data on the multiparticle production processes in high-energy neutron-nucleus interactions. At the same time, a comparative analysis of experimental data on proton-nucleus and neutron-nucleus interactions at the same energies and for the same target nucleus allows one to obtain information on different mechanisms of formation of final-state particles. In Ref. [1], a comparative analysis of the momentum characteristics of negative pions in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ interactions at 4.2 GeV/c has been performed. The average values of the transverse momentum of the negative pions for both types of collisions were found to coincide within the uncertainties. As for the average values of the total momentum of π^- mesons, the observed difference in these two types of collisions was attributed to the processes of inelastic charge exchange conversion of the initial neutron into a proton and a negative pion, and/or to the decay of the Δ^0 resonance formed because of its (neutron) excitation. In Ref. [2], a comparative analysis of the average multiplicity of protons and charged pions as well as the momentum, angular, and rapidity distributions of protons in these collisions was performed.

This work is a continuation of a series of the papers [1–4] and is devoted to the comparative analysis of various characteristics of the charged pions produced in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c. The experimental data are compared with the results of Monte Carlo calculations in the framework of the modified version of the FRITIOF model [5,6].

The experiment was performed using a 2-meter propane (C_3H_8) bubble chamber of the Laboratory of High Energies of Joint Institute for Nuclear Research (JINR, Dubna, Russia). The bubble chamber was irradiated by the beams of protons, deuteron and helium-4 nuclei accelerated to the momentum of 4.2 GeV/c per nucleon at the Dubna Synchrophasotron. The experimental data consist of 6736 $p^{12}\text{C}$, 7071 $d^{12}\text{C}$, 11974 $^4\text{He}^{12}\text{C}$, and 2798 $n^{12}\text{C}$ inelastic collision events. $n^{12}\text{C}$ collisions were selected from $d^{12}\text{C}$ and $^4\text{He}^{12}\text{C}$ interactions according to the procedures described in details in Ref. [1].

The procedure for determination of particle momenta with a track projection length in the working volume of the chamber $l < 4$ cm, as well as separation of protons and π^+ mesons in the momentum region $p > 750$ MeV/c are described in [2]. Other features of the experiment and detailed data on corrections for the loss of the secondary charged particles are given in Refs. [8–10].

2. Experimental results and their discussion

Table 1 shows the experimental data on the average multiplicities of charged pions (the mean number of the charged pions per one inelastic collision event) produced in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c.

From Table 1 one can see that the average multiplicity of negative (positive) pions coincides with the average multiplicity of positive (negative) pions in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions, respectively. This result is obvious from the isotopic invariance of the strong interactions considered by us. However, as seen from

Table 1, the model overestimates the average multiplicities in comparison with the experimental data by approximately 10%, both for negative and positive pions.

Table 1. Average multiplicities of π^- and π^+ mesons, as well as their absolute differences ΔR in the experiment and in the modified FRITIOF model [5,6] in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c

Quantity	Type of collision			
	$p^{12}\text{C}$		$n^{12}\text{C}$	
	Experiment	Model	Experiment	Model
$\langle n(\pi^-) \rangle$	0.36 ± 0.02	0.40 ± 0.01	0.64 ± 0.02	0.70 ± 0.01
$\langle n(\pi^+) \rangle$	0.63 ± 0.02	0.71 ± 0.01	0.37 ± 0.02	0.39 ± 0.01
ΔR	0.27 ± 0.03	0.31 ± 0.01	0.27 ± 0.03	0.31 ± 0.01

In order to determine the contribution of inelastic charge exchange reactions of the initial neutron (proton) to the formation of negative (positive) pions, let us consider the difference in the average multiplicities of the negative (positive) and positive (negative) pions in $n^{12}\text{C}$ ($p^{12}\text{C}$) collisions (see the last line of Table 1). The numbers of protons and neutrons in the ^{12}C - nucleus are the same, so the contribution of inelastic charge exchange reactions of the target nucleons to the formation of both the negative and positive pions of the final state should be the same due to the isotopic invariance of the strong interactions. Then the value of ΔR can be considered as an estimate of the contribution of inelastic charge exchange reactions of the initial neutron (proton) to the formation of the final state negative (positive) pions in $n^{12}\text{C}$ ($p^{12}\text{C}$) collisions. One can see from the data of Table 1 that, both in the experiment and in the modified FRITIOF model [5,6], these contributions are equal for both types of collisions, respectively. If we consider that in the experiment the value of the inelastic charge exchange coefficient of the nucleon in nucleon-nucleus collisions (i.e. the average multiplicity of the initial nucleon lost during the collision process) is equal to 0.36 ± 0.01 [11,12], then, as can be seen from Table 1, three-fourths ($\frac{3}{4}$) part of the inelastic charge exchange coefficient of the initial nucleon can be related with the formation of a single charged pion, and the remaining one-fourths ($\frac{1}{4}$) part of this coefficient can be related with charge exchange reactions with nucleons of the target of the type $np \rightarrow pn$ or $pn \rightarrow np$. Hence, it can be concluded that more than 42% of the negative (positive) pions are produced due to inelastic charge exchange of the initial neutron (proton) in $n^{12}\text{C}$ ($p^{12}\text{C}$) collisions at 4.2 GeV/c.

We have observed that our version of the modified FRITIOF model [5,6] overestimates the average multiplicities of the charged pions in the interactions considered. It is interesting to understand to what extent this discrepancy is reflected in the kinematic characteristics of the charged pions.

In Table 2 we present the experimental data on the mean values of the total, longitudinal and transverse momenta, emission angles, and the longitudinal rapidity in the laboratory frame, and the partial inelasticity coefficient for π^- and π^+ mesons produced in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c in comparison with the results of model calculations.

It follows from Table 2 that the average values of the transverse momenta of the charged pions in the experiment coincide within statistical errors for $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions. It can be noted also that the average values of the longitudinal momentum, as well as of the longitudinal rapidity for the negative (positive) pions are greater than those for positive (negative) pions in $n^{12}\text{C}$ ($p^{12}\text{C}$) collisions, respectively. This difference can be explained, as noticed above, if we take into account both the contributions of inelastic charge exchange reaction (conversion) of incident neutron (proton) into the proton (neutron) and the negative (positive) pions, and of the decays of the Δ^0 (Δ^+) resonances into the nucleon and pion. The average values of the longitudinal rapidity of the charged pions, calculated according to the modified FRITIOF model, coincide within statistical errors with the results of the experiment.

Table 2 presents also the experimental and theoretical values of the partial inelasticity coefficients for π^- and π^+ mesons produced in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions, respectively. It should be noted that due to the comparability of the value of the incident momentum and the mass of the projectile-nucleon in the experiment, we have calculated the partial inelasticity coefficients of the charged pions as the ratio of the total energy of the secondary charged pions in a given individual collision event to the kinetic energy of the projectile nucleon. Table 2 shows that the average values of the partial inelasticity coefficients for the charged pions coincide within statistical errors in the experiment and the model. This indicates that distribution of the primary (incident) energy among the produced pions, or the ratios of the main mechanisms for pion production, is taken into account correctly in the model.

Table 2. The average values of the total, longitudinal and transverse momenta (in MeV/c), the emission angle (in degrees), the longitudinal rapidity and the partial inelasticity coefficient (K) for π^- and π^+ mesons in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c in the experiment and in the modified FRITIOF model [5,6].

Quantity	Type of collision			
	$p^{12}\text{C}$		$n^{12}\text{C}$	
	Experiment	Model	Experiment	Model
$\langle P(\pi^-) \rangle$	501±8	495±3	575±10	526±2
$\langle P(\pi^+) \rangle$	571±7	527±2	511±7	492±3
$\langle P_l(\pi^-) \rangle$	395±9	381±3	464±11	414±3
$\langle P_l(\pi^+) \rangle$	454±7	414±2	386±12	376±3
$\langle P_t(\pi^-) \rangle$	243±3	233±1	245±3	243±1
$\langle P_t(\pi^+) \rangle$	263±3	242±1	262±5	234±1
$\langle \square(\pi^-) \rangle$	48.0±0.7	45.8±0.2	43.6±0.7	43.9±0.2
$\langle \square(\pi^+) \rangle$	46.2±0.5	44.0±0.2	47.7±0.9	46.3±0.2
$\langle Y(\pi^-) \rangle$	0.89±0.02	0.92±0.01	1.00±0.02	0.97±0.01
$\langle Y(\pi^+) \rangle$	0.95±0.02	0.97±0.01	0.88±0.02	0.91±0.01
$\langle K(\pi^-) \rangle$	0.06±0.01	0.06±0.001	0.12±0.01	0.12±0.01
$\langle K(\pi^+) \rangle$	0.11±0.01	0.12±0.01	0.06±0.01	0.06±0.01

It is important to understand which region of the momentum distributions is responsible for the discrepancy observed between the multiplicities of the charged pions in the experiment and the model. For this purpose, we consider, first of all, the total momentum distributions for the negative and positive pions in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions.

Figs. 1 and 2 show the total momentum distributions of π^- (a) and π^+ (b) mesons in $n^{12}\text{C}$ (Fig. 1) and $p^{12}\text{C}$ (Fig. 2) collisions at 4.2 GeV/c, normalized by the total number of inelastic events (N_{events}) and the width of the momentum interval (ΔP). The corresponding distributions calculated using the modified FRITIOF model are shown as histograms for comparison.

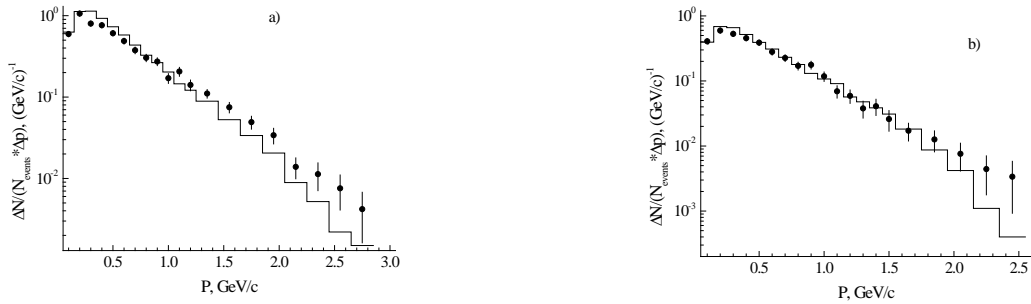


Fig. 1. The normalized total momentum distributions of the negative (a) and positive (b) pions in $n^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c. Histograms—the calculations within the framework of the modified FRITIOF model [5,6].

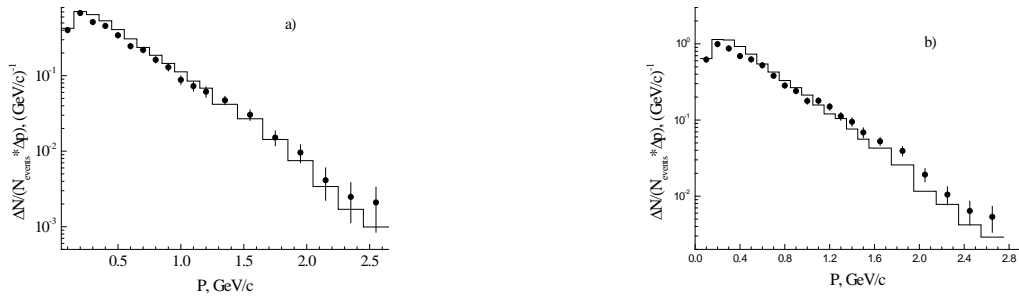


Fig. 2. The normalized total momentum distributions of the negative (a) and positive (b) pions in $p^{12}\text{C}$ collisions. Histograms—the calculations within the framework of the modified FRITIOF model [5,6].

We can see from Fig. 1 that the experimental momentum distribution of π^+ (b) mesons in $n^{12}\text{C}$ collisions is a single-modal one, it demonstrates a smooth decrease with the pion momentum, and does not

have any irregularities up to the largest values of the total momentum. Regarding the experimental spectrum of π^- (a) mesons in $n^{12}\text{C}$ collisions, although in general it is similar to the spectrum of π^+ mesons, there is some deviation from the exponential dependence in the region of large momentum $p > 1 \text{ GeV}/c$, where the spectrum decreases more slowly with increasing of the total momentum. This observed "shoulder" is probably related with the production of fast π^- mesons in $n^{12}\text{C}$ collisions due to inelastic charge exchange reactions (conversions) of the incident neutron into the π^- meson and proton, and excitation of the incident neutron into intermediate Δ^0 resonance, which decays swiftly into the same channel: π^- meson and proton. It is important to note that, based on the kinematical considerations, the contribution of the leading delta resonance to the pion spectrum will be particularly noticeable in the region of the total momenta $p \geq 1 \text{ GeV}/c$.

The corresponding reverse pattern is observed for the momentum distributions of π^- (a) and π^+ (b) mesons in $p^{12}\text{C}$ collisions in Fig. 2. Here, the irregularity in the momentum distribution of π^+ mesons can be caused by both the inelastic charge exchange reaction (conversion) of the incident proton into π^+ meson and neutron, and by the decay of the intermediate Δ^+ resonance formed due to excitation of the incident proton.

Figs. 1 and 2 show also that the calculated momentum spectra of the charged pions for both π^- (a) and π^+ (b) mesons are single-modal ones and there are no deviations from the general smooth behavior of the spectra with increasing the momentum. The theoretical data exceed the experimental ones for both π^- (a) and π^+ (b) mesons for both types of collisions in the momentum range of $p \leq 1 \text{ GeV}/c$. The model describes well the shape of the experimental momentum distributions of the negative (positive) pions in $n^{12}\text{C}$ ($p^{12}\text{C}$) collisions in the range $1 \leq p \leq 2 \text{ GeV}/c$. Regarding the high momentum tail of the momentum distributions ($p \geq 1 \text{ GeV}/c$), the model systematically underestimates the experimental data for the negative (positive) pions in $n^{12}\text{C}$ ($p^{12}\text{C}$) collisions.

Hence, from comparison of the experimental data with model calculations we see that the modified FRITIOF model overestimates by about 10% the average multiplicity of the charged pions in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions at $4.2 \text{ GeV}/c$. It is important to mention that the model overestimates the number of pions in the target fragmentation region ($p \leq 1 \text{ GeV}/c$) and underestimates their number (π^- mesons for $n^{12}\text{C}$ collisions and π^+ mesons for $p^{12}\text{C}$ collisions) in the projectile fragmentation region ($p \geq 1 \text{ GeV}/c$).

Thus, the 10% excess of the calculated values of the average multiplicity of the charged pions in the model in comparison with the experiment is due to the overestimation in the model of the contribution of intranuclear cascade processes to the production of pions in the target fragmentation region. This ultimately leads to lower average values of the momentum of the charged pions in the modified FRITIOF model [5,6] compared to the experiment. The average multiplicity of the protons with momenta $p > 140 \text{ MeV}/c$ (the lower detection threshold for the reliable registration of the protons in the experiment) in $p^{12}\text{C}$ and $n^{12}\text{C}$ collisions in the experiment and the model are as follows: $\langle n_p(n^{12}\text{C}) \rangle_{\text{exp}} = 1.65 \pm 0.02$, $\langle n_p(n^{12}\text{C}) \rangle_{\text{mod}} = 1.96 \pm 0.01$ and $\langle n_p(p^{12}\text{C}) \rangle_{\text{exp}} = 1.92 \pm 0.02$, $\langle n_p(p^{12}\text{C}) \rangle_{\text{mod}} = 2.32 \pm 0.01$. It can be seen that for both types of collisions the average multiplicity of protons is approximately 1.2 times greater in the model than that in the experiment.

On the other hand, the fact that the model underestimates the number of pions in the region of projectile fragmentation, as well as the absence of a "shoulder" in the considered pion spectra (π^- mesons for $n^{12}\text{C}$ collisions and π^+ mesons for $p^{12}\text{C}$ collisions) indicates that the model underestimates contribution of Δ resonances to pion production in the projectile fragmentation region ($p \geq 1 \text{ GeV}/c$).

Figures 3 and 4 show the normalized experimental data on the transverse momentum distributions of π^- (a) and π^+ (b) mesons in the analyzed collisions compared with the calculated theoretical distributions (shown as histograms).

Figures 3 and 4 show that both the experimental and theoretical transverse momentum distributions of the charged pions are smooth and flat for both types of collisions with their tails extending up to $p_t = 1 \text{ GeV}/c$ values. The model overestimates the experimental spectra in the region $p_t < 0.5 \text{ GeV}/c$ and underestimates them at $p_t > 0.5 \text{ GeV}/c$. In fact, the behavior of the theoretical transverse momentum distributions reflects the behavior of the total momentum distributions discussed by us previously, because the emission angle distributions of the charged pions in both the model and the experiment are very close to each other. On the whole, the model describes qualitatively the data on the transverse momentum distributions of the charged pions.

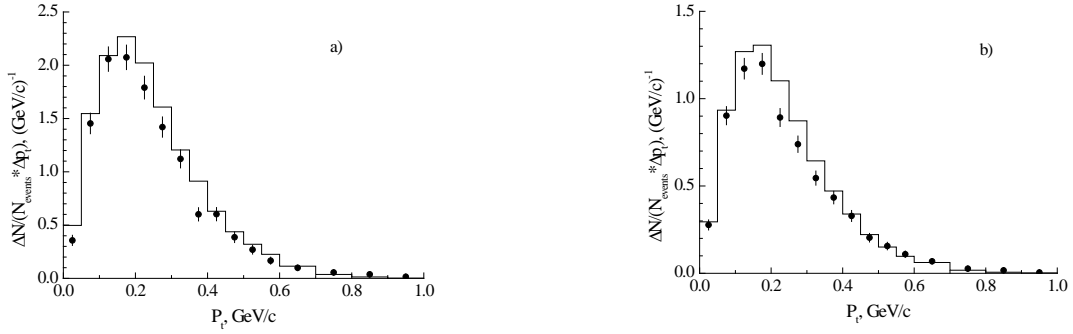


Fig. 3. The normalized transverse momentum distributions of the negative (a) and positive (b) pions in $n^{12}\text{C}$ collisions. Histograms – the calculations within the framework of the modified FRITIOF model [5,6].

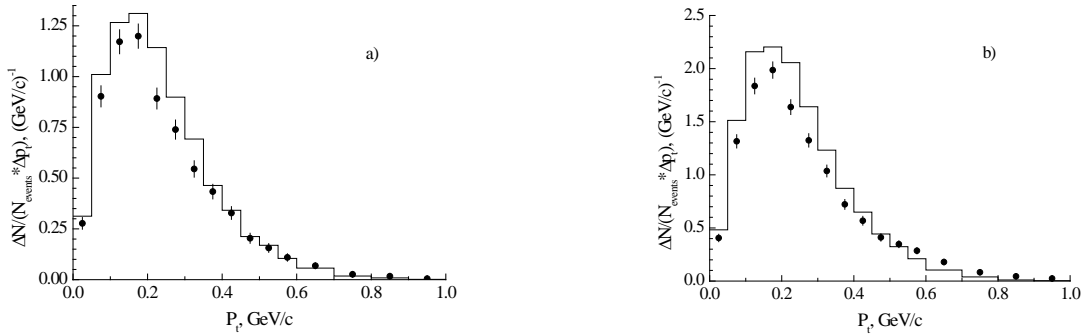


Fig. 4. The normalized transverse momentum distributions of the negative (a) and positive (b) pions in $p^{12}\text{C}$ collisions. Histograms – the calculations within the framework of the modified FRITIOF model [5,6].

Figures 5 and 6 show the longitudinal rapidity distributions of π^- (a) and π^+ (b) mesons in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c normalized by the total number of inelastic events (N_{events}) and the width of the interval (ΔY). The longitudinal rapidity is defined as $Y=0.5*\ln((E+P_L)/(E-P_L))$, where E and P_L are the total energy and longitudinal momentum of the charged pion, respectively. The model calculations for π^- (a) and π^+ (b) mesons are presented as histograms in Figs. 5 and 6.

It can be seen from Figs. 5 and 6 that both the experimental and calculated rapidity distributions of the charged pions for both types of collisions are the smooth curves and have quite wide maxima in the region $0.6 \leq Y \leq 1.4$. As seen from Figs. 5 and 6, the model overestimates the experimental longitudinal rapidity distributions of the negative pions at midrapidity (central rapidity) region around the maxima in both analyzed collision type. On the whole, the model describes qualitatively the shapes of the longitudinal rapidity distributions of the charged pions in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c.

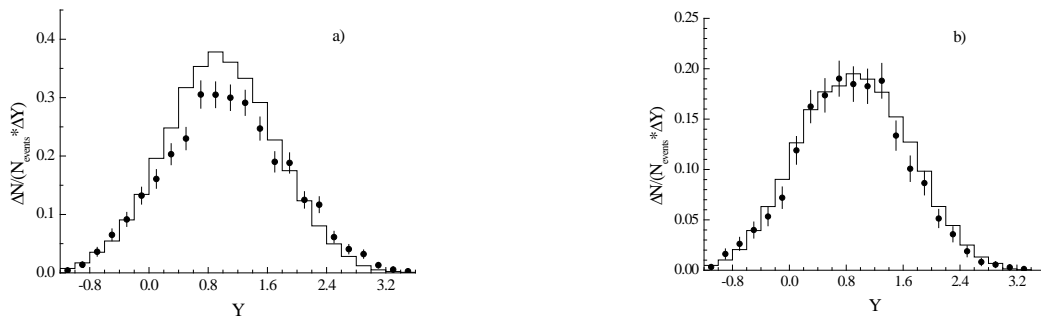


Fig. 5. The normalized longitudinal rapidity distributions of the negative (a) and positive (b) pions in $n^{12}\text{C}$ collisions. Histograms – the calculations within the framework of the modified FRITIOF model [5,6].

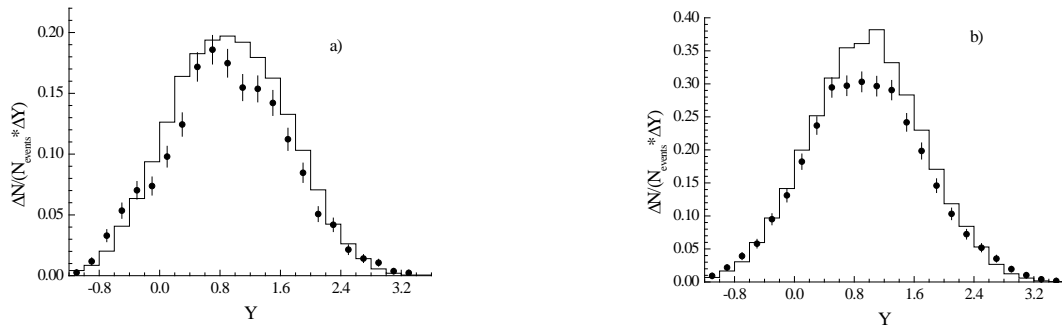


Fig. 6. The normalized longitudinal rapidity distributions of the negative (a) and positive (b) pions in $p^{12}\text{C}$ collisions. Histograms – the calculations within the framework of the modified FRITIOF model [5,6].

3. Conclusions

We have presented the new experimental data on various characteristics of the secondary charged pions produced in $n^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c. We have also performed a comparative analysis of the average multiplicities and various kinematic characteristics of the charged pions produced in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c. Experimental data were compared systematically with the calculations using the modified FRITIOF model.

It is shown that in $n^{12}\text{C}$ ($p^{12}\text{C}$) collisions at 4.2 GeV/c around half of the negative (positive) pions are produced due to inelastic charge exchange reaction (conversion) of the initial neutron (proton) into proton (neutron) and the negative (positive) pion.

The momentum distributions of the negative (positive) pions proved to be more rigid than those of the positive (negative) pions produced in $n^{12}\text{C}$ ($p^{12}\text{C}$) collisions. This fact can be related with production of the fast negative (positive) pions due to the inelastic charge exchange reaction (conversion) when the incident neutron transforms into π^- meson and proton, and the decay of the intermediate Δ^0 resonance formed due to excitation of the incident neutron (or when the incident proton transforms into π^+ meson and neutron, and the decay of the intermediate Δ^+ resonance formed due to excitation of the incident proton) in $n^{12}\text{C}$ ($p^{12}\text{C}$) collisions, respectively.

It is found that the modified FRITIOF model overestimates the average multiplicities of the charged pions in $n^{12}\text{C}$ ($p^{12}\text{C}$) collisions at 4.2 GeV/c compared to the experiment. It is shown that this is due to the fact that the model overestimates the contribution of the intranuclear cascade processes in production of pions in the target fragmentation region compared to the experiment.

It is also found that the model underestimates the multiplicity of the charged pions in the projectile fragmentation region. It is shown that this is due to the fact that the model underestimates the contribution of decays of Δ resonances to the generation of the fast charged pions in the analyzed collisions.

It is shown that the modified version of the FRITIOF model [5,6] used in the present work describes well the experimental values of the partial inelasticity coefficients for the charged pions, indicating that this model takes correctly into account the processes of redistribution of an incident (primary) energy among the charged particles produced in the final state in the analyzed collisions.

References

1. Olimov, K. *et al. Reports of Uzbek Academy of Sciences (Doklady Akademii Nauk Uzbekistana)* **4** (2011) 29.
2. Olimov, K. *et al.*, “Comparative analysis of characteristics of protons produced in $n^{12}\text{C}$ and $p^{12}\text{C}$ collisions at 4.2 GeV/c”, submitted to *Intern. J. Mod. Phys. E*(2020).
3. Bekmirzaev, R.N. *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.***44** (1986)259.
4. Bekmirzaev, R.N. *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.***47**(1988)817.
5. Galoyan, A.C. *et al.*, *Phys. At. Nucl.***65**(2002) 1722.
6. Bondarenko, A.I. *et al.*, *Phys. At. Nucl.***65** (2002) 90.
7. Bondarenko, A.I. *et al.*, JINR Preprint P1-98-292 (Dubna, Russia, 1998).
8. Gasparyan, A.P. *et al.*, JINR Preprint. 1-80-778(Dubna, Russia, 1980).
9. Agakishiev, G. *et al.*, JINR Preprint P1-84-235(Dubna, Russia, 1984).
10. Ivanovskaya, I.A. *et al.*, JINR Preprint P1-91-264(Dubna, Russia, 1991).
11. Olimov, Kh.K. *Phys. At. Nucl.***71** (2008) 405.
12. Antinucci, M. *et al.*, *Lett. Nuovo Cimento***6** (1973) 121.

SIMULTANEOUS ANALYSIS OF MIDRAPIDITY TRANSVERSE MOMENTUM DISTRIBUTIONS OF THE CHARGED PIONS AND KAONS, PROTONS AND ANTIPROTONS IN $p+p$ AND Pb+Pb COLLISIONS AT $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ AND 5.02 TeV AT THE LHC

Kh.K. Olimov^{1,*}, Sh.Z. Kanokova², A.K. Olimov¹, K.I. Umarov¹, K.G. Gulamov¹, B.S. Yuldashev³, S.L. Lutpullaev¹, N.Sh. Saidkhanov¹, K. Olimov¹, B. Tukhtaev¹, T.Kh. Sadykov⁴

¹Physical-Technical Institute of SPA “Physics-Sun” of Uzbek Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^b, 100084 Tashkent, Uzbekistan, *e-mail: khkolimov@gmail.com

²National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

³Institute of Nuclear Physics of Uzbek Academy of Sciences, Tashkent, Uzbekistan

⁴Satbayev University, Institute of Physics and Technology, 050032 Almaty, Kazakhstan

High energy heavy ion (A+A) collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) and CERN Large Hadron Collider (LHC) result in creation of the strongly interacting Quark-Gluon Plasma (QGP), as is shown in Refs. [1-8]. Such QGP matter is found to be similar to the strongly coupled nearly perfect fluid having small viscosity to entropy ratio [9]. The properties of such an expanding QGP or fireball can be extracted from analysis of the experimental transverse momentum (p_t) distributions of identified particles [10] with the help of various theoretical models (in particular, those based on relativistic hydrodynamics). Because pions, kaons, protons and antiprotons are the most abundantly produced particles in relativistic heavy ion collisions, they carry information about the bulk properties of this matter created in such collisions [11]. The p_t distributions of particles contain direct information about the collective transverse expansion of matter and the temperature of decoupling of hadrons from an expanding fireball [10]. It is assumed that the considerable fraction of the collective flow builds up during the fireball expansion in the initial partonic phase [10, 12]. According to such a scenario, the system would cool down because of such expansion, undergoing a transition from a partonic to hadronic phase. Then the hadrons would continue to interact, building up the additional collective flow, when the potential change of the relative abundancies of particles can take place. At the moment when inelastic collisions stop in a system, the hadronic yields are fixed. The temperature at which this occurs is called the chemical freeze-out temperature (T_{ch}). The key parameters – the T_{ch} and the baryochemical potential μ_b are extracted from the fits of particle abundancies with thermal (“statistical hadronization”) models [10, 13-15]. Hydrodynamic models describe successfully the central collision data. However, these models fail to adequately describe the data in peripheral collisions, indicating the limit of applicability of hydrodynamics [10]. Upon further expansion and cooling, the system decouples at a time when elastic interactions eventually stop at the kinetic freeze-out temperature, T_{fo} . At this kinetic freeze-out temperature, the kinematical characteristics, such as momentum and energy, of the particles cannot change anymore.

It has become popular to use the non-extensive statistical distributions (referred to as Tsallis distributions [16,17]) in high-energy collisions [18-28]. Various forms of Tsallis distribution function proved to be very successful in describing transverse momentum distributions in $p+p$ collisions up to the highest measured p_t values at the RHIC and LHC experiments [18-24]. The p_t distributions measured up to 200 GeV/c in $p+p$ collisions at the center-of-mass energy of 7 TeV at the LHC have been described quite successfully by the Tsallis distribution [24]. In spite of this success, in Ref. [24] an ambiguity was seen regarding the parameter determination in the Tsallis distribution when the short fitting p_t range ($p_t < 3$ GeV/c) is used. In Refs. [29-31] the so called non-extensivity parameter q of Tsallis distribution was seen to be highly sensitive to the high- p_t ($p_t > 3$ GeV/c) part of the invariant p_t distributions of the particles. The advantage of using Tsallis distribution is in its excellent parameterization of the high-energy experimental data with only three parameters: one represents the effective temperature (T) of a system, the second one (non-extensivity parameter q) accounts for the degree of deviation of p_t distribution from the usual Boltzmann-Gibbs exponential distribution, and the third parameter - the fitting (normalization) constant. The fit parameters q and T can also be used to identify the system size scaling and initial conditions [32].

We analyze the midrapidity p_t distributions of the charged pions and kaons, protons and antiprotons in $p+p$ and Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ and 5.02 TeV at the LHC, measured by ALICE collaboration

and presented in Refs. [33] and [34], respectively. The main goal of the present work is to compare the properties of $p+p$ and Pb+Pb collision systems at $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ and 5.02 TeV via combined fitting of the p_t spectra of all the analyzed particle species in a particular collision system using the Tsallis distribution function as well as Hagedorn function with the embedded transverse flow.

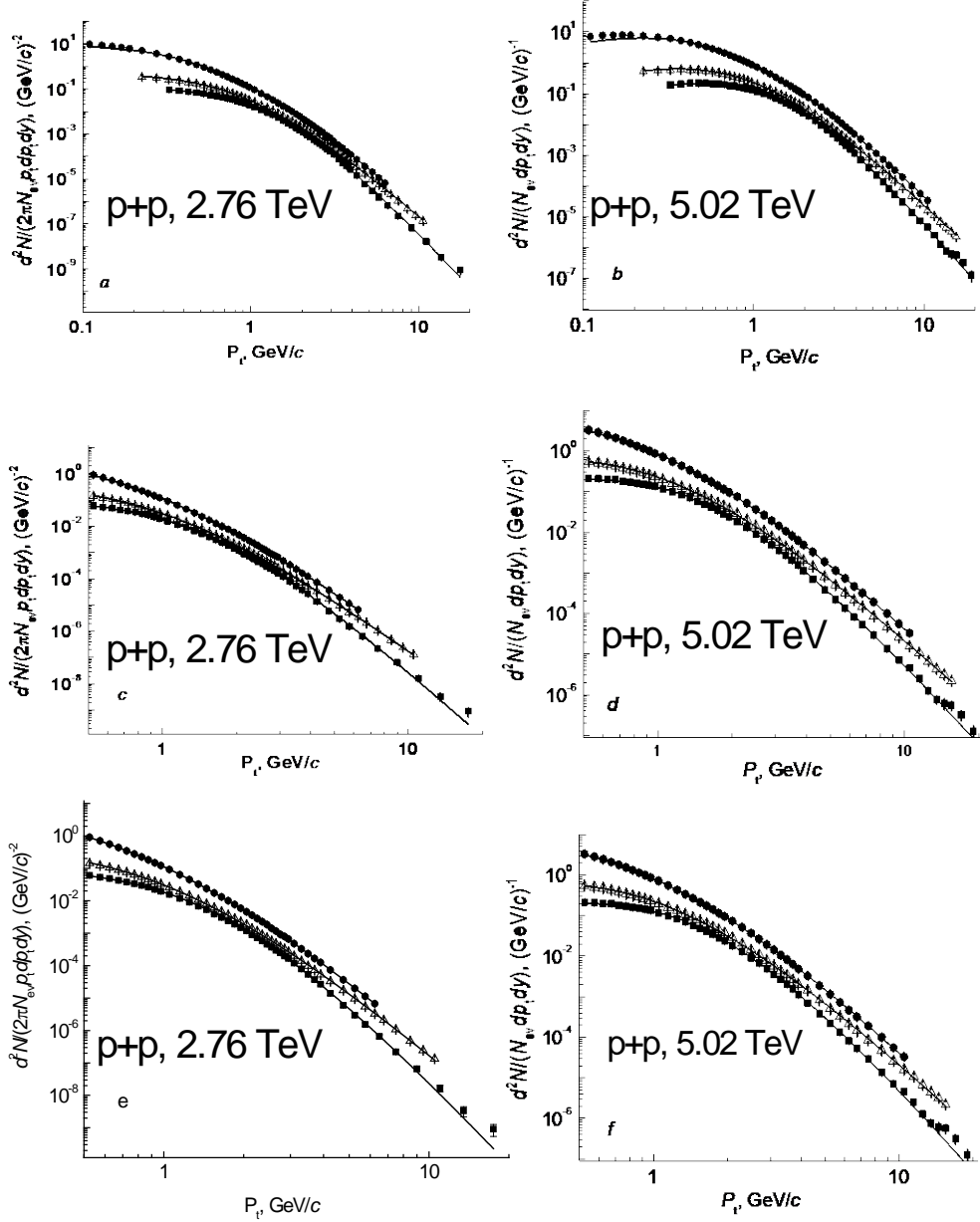


Fig. 1. Experimental transverse momentum spectra of the charged ($\pi^+\pi^-$) pions (\bullet), charged (K^+K^-) kaons (Δ), protons and antiprotons ($p+\bar{p}$) (\blacksquare) in the whole measured p_t range in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=2.76$ TeV (a) and $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=5.02$ TeV (b) and in $p_t \geq 0.5$ GeV/c range in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=2.76$ TeV (c, e) and $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=5.02$ TeV (d, f); Solid curves – results of the combined (simultaneous) minimum χ^2 fits with the thermodynamically consistent Tsallis distribution function (a, b, c, and d) (Eq. 3) and with the Hagedorn formula with the embedded transverse flow (e, f) (Eq. 5) of the experimental transverse momentum spectra of the charged particles. The error bars are the combined statistical and systematic errors (added in quadrature). The statistical errors are negligible. The sizes of the errors are comparable with the symbol sizes.

Invariant transverse momentum distributions of particles produced in nucleon-nucleon collisions can be described successfully in high p_t range by the QCD-inspired Hagedorn function [35]:

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C \left(1 + \frac{m_t}{p_0}\right)^{-n}, \quad (1)$$

where C is the normalization factor, p_0 and n are free parameters of this function, $m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}$ is the transverse mass (transverse energy) of a hadron, and m_0 its rest mass. It was shown by many researchers that the Tsallis distribution function [16,17] describes well the invariant p_t (or m_t) spectra measured in $p+p$ collisions at high energies at the RHIC and LHC [18-24]. There are several versions [25-29] of Tsallis distribution function, which provide equally good fits to the p_t spectra of particles in $p+p$ collisions at high energies. In the simplest version [25, 26, 32], the Tsallis distribution, which describes the invariant spectra of particles in terms of two parameters T and q , is expressed at midrapidity ($y = 0$) by

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C_q \left(1 + (q-1) \frac{m_t}{T}\right)^{-1/(q-1)}, \quad (2)$$

where C_q is the normalization factor, T is the temperature parameter and q - the so-called non-extensivity parameter, describing the extent of deviation of this distribution from the usual Boltzmann-Gibbs exponential distribution. In other words, the function in Eq. (2) represents a nonextensive generalization of the Boltzmann-Gibbs exponential distribution ($\sim \exp(-\frac{E}{T})$) with the new parameter q added to the previous temperature parameter, T . The parameter q is also said to measure the degree of non-thermalization. As the parameter q tends to one (1), the Tsallis distribution approaches the usual Boltzmann-Gibbs exponential distribution. The closer the obtained parameter q to one (1), the more thermalized the system is. This function in Eq. (2) is called the simple Tsallis (distribution) function in the present work. Among many forms of Tsallis distributions, which have been proposed so far, the following one [18, 24, 25] (at midrapidity ($y = 0$)) results in a consistent version of thermodynamics for the particle number, energy density and pressure:

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C_q m_t \left(1 + (q-1) \frac{m_t}{T}\right)^{-q/(q-1)}, \quad (3)$$

which is called the thermodynamically consistent Tsallis (distribution) function throughout the paper. It is necessary to note that the normalization (fitting) constant C_q in Eq. (3) is related linearly to the volume (V) of the system [24,25]: $C_q = gV/(2\pi)^3$, where g is the degeneracy factor [24,25]. The degeneracy factor g equals to 3, 4, and 2 for pions, kaons, and protons, respectively. The values of T obtained from the Tsallis related distributions, given in Eqs. (2) and (3), are only the effective temperatures which contain the contributions of both the thermal motion and collective flow of expanding matter (if any). To disentangle the thermal motion and collective flow effect, the collective transverse flow velocity should be incorporated into the Tsallis distribution. Comparing the functions in Eqs. (1) and (2), one can see that both functions are mathematically equivalent when applying $n = 1/(q-1)$ and $p_0 = nT$. One can see that the larger values of parameter n correspond to smaller q values. It was deduced that for quark-quark point scattering $n \approx 4$, and it (n) grows larger in case of involvement of multiple scattering centers. To include the temperature parameter, T , we can rewrite the function in Eq. (1), applying $p_0 = nT$, as

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C \left(1 + \frac{m_t}{nT}\right)^{-n}. \quad (4)$$

In present work we use the simplest way to incorporate the collective transverse flow into Eq. (4) by using the simple transformation $m_t \rightarrow \langle \gamma_t \rangle (m_t - p_t \langle \beta_t \rangle)$, as was also done in Ref. [26]. Then Eq. (4) becomes

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C \left(1 + \langle \gamma_t \rangle \frac{(m_t - p_t \langle \beta_t \rangle)}{nT}\right)^{-n}, \quad (5)$$

where $\langle \gamma_t \rangle = 1 / \sqrt{1 - \langle \beta_t \rangle^2}$, $\langle \beta_t \rangle$ is the average transverse expansion (flow) velocity. This function in Eq. (5) is called the Hagedorn formula (function) with the embedded transverse flow in the present work. It is necessary to mention that the same formula, given in Eq. (5), was also obtained and applied successfully in Ref. [26]. However, this simple function in Eq. (5) should be regarded as the simple phenomenological model, because, for example, this function does not account for the modifications of

spectra due to parton energy losses in the produced dense medium, which become significant at high p_t region, and which (parton energy losses) increase with increasing centrality of heavy-ion collisions.

It is important to note that all the fits of the experimental p_t distributions of the particles with the theoretical (model) functions in the present analysis are conducted using the minimum χ^2 method, including (taking into account) the combined statistical and systematic errors (added in quadrature) as the weighting factors ($1/(\text{error})^2$) for the data points during the fitting processes.

As example, the experimental transverse momentum spectra of the charged ($\pi^+ + \pi^-$) pions, charged ($K^+ + K^-$) kaons, protons and antiprotons ($p + \bar{p}$) in the whole measured p_t range as well as in fitting range $p_t \geq 0.5$ GeV/c in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV along with the fitting curves obtained from combined (simultaneous) minimum χ^2 fits with the thermodynamically consistent Tsallis distribution function (Eq. 3) are shown in Figs. 1(a)-1(d).

In summary, the experimental transverse momentum distributions of the charged pions and kaons, protons and antiprotons, produced at midrapidity in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV, central (0-5%) and peripheral (60-80%) Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$ TeV, central (0-5%), semicentral (40-50%) and peripheral (80-90%) Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 5.02$ TeV have been analyzed. To compare the properties of $p+p$ and Pb+Pb collision systems at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV, the simultaneous fits of the p_t distributions of all the analyzed particle species in each collision system with the Tsallis distribution function as well as Hagedorn function with the embedded transverse flow are performed.

The combined fits of the particle spectra in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV, using the thermodynamically consistent Tsallis distribution function (Eq. 3), lead to significantly lower temperature values compared to those using the simple Tsallis distribution function (Eq. 2). The optimal combined fitting range $p_t \geq 0.5$ GeV/c for all the particle species in a given collision type is shown to result in significantly better quality of fits as compared to the fitting p_t range, starting from 0.1, 0.2 and 0.3 GeV/c for the charged pions and kaons, protons and antiprotons. Since the region $p_t < 0.5$ GeV/c is known to have a large contribution from (baryon) resonance decays (especially for pions), the optimal combined fitting range $p_t \geq 0.5$ GeV/c for all the particle species is chosen (as in our previous analysis) and used in the further analysis.

It is obtained that the temperature T and non-extensivity parameter q slightly increase (consistently for all the particle types) with an increase in center-of-mass (c.m.) energy $(s)^{1/2}$ of $p+p$ collisions from 2.76 to 5.02 TeV. The increase of the parameter q with increasing $(s)^{1/2}$ can probably indicate that the more violent and faster $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 5.02$ TeV lead to a smaller degree of thermalization (higher degree of nonequilibrium) compared to that in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ TeV. The clear separation of q values for the baryons and mesons is observed. The q values for pions and kaons proved to be very close to each other, whereas q for protons and antiprotons is significantly smaller than that for pions and kaons, that is $q(\text{baryons}) < q(\text{mesons})$.

The Hagedorn formula with the embedded transverse flow describes quite well the p_t spectra of the charged pions and kaons, protons and antiprotons in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ TeV and 5.02 TeV. The results of the combined fits using Hagedorn formula with the embedded transverse flow are consistent with practically no (zero) transverse (radial) flow in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ TeV and 5.02 TeV. Though some indications were reported regarding possible onset of (collective) radial flow in $p+p$ collisions at the LHC energies, we cannot exclude the scenario when no QGP or system with collective flow is created in such violent and fast $p+p$ collisions at ultra-high energies at the LHC. This is because the large fluctuations in temperature and/or creation of mini-jets in semi-hard processes in $p+p$ collisions can also produce the features, similar to collective flow effects. Also applicability of the models based on hydrodynamics to the $p+p$ collisions with large fluctuations and viscosity is still questionable.

In what follows, we compare the results obtained from combined fits with the Hagedorn formula with the embedded transverse flow in Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV, using the same combined fitting ranges in p_t for both collision systems: 0.5-6.5, 0.5-11.0, and 0.5-20.0 GeV/c for $\pi^+ + \pi^-$, $K^+ + K^-$, and $p + \bar{p}$, respectively. The parameter n is found to increase with an increase in collision centrality for all the particle species, which corresponds to decrease of non-extensivity parameter q and getting it (q) closer to 1 (one) with increasing Pb+Pb collision centrality at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV. This shows that the degree of thermalization of Pb+Pb collision system at the LHC energies increases and degree of non-equilibrium (non-extensivity) decreases with increasing collision centrality. This supports the previous important finding that the central Au+Au collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 200$ GeV at the RHIC and the central Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$ TeV at the LHC produce highly thermalized systems. The value of the (average) transverse flow velocity ($\langle \beta_t \rangle$) increases and the temperature T decreases with increasing collision centrality in Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV. This is in agreement with the results of the combined Boltzmann-Gibbs blast-wave fits to the particle spectra in Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV in

recent works of ALICE collaboration. Central (0-5%) Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=5.02$ TeV are characterized by slightly larger transverse flow velocity compared to that in central (0-5%) Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ TeV, in agreement with the recent ALICE collaboration results. The values of the transverse flow velocity ($\langle\beta_t\rangle$) for the central (0-5%) Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ and 5.02 TeV, extracted using Hagedorn function with the embedded transverse flow applied to the long fitting p_t range, at $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ and 5.02 TeV coincide within fit errors with the corresponding values of $\langle\beta_t\rangle$ (0.65 and 0.66, respectively) extracted by ALICE collaboration in the central (0-5%) Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ and 5.02 TeV, respectively, using the combined Boltzmann-Gibbs blast-wave fits applied to the low fitting p_t range of the particles. The temperature (T) parameter, which approximates the kinetic freeze-out temperature, T_{fo} , is found to coincide in central (0-5%) Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ and 5.02 TeV.

References

- [1.] BRAHMS Collab. (I. Arsene *et al.*), *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 1.
- [2.] PHENIX Collab. (K. Adcox *et al.*), *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 184.
- [3.] B. Back, M. Baker, M. Ballintijn *et al.*, *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 28.
- [4.] STAR Collab. (J. Adams *et al.*), *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 102.
- [5.] E. V. Shuryak, *Nucl. Phys. A* **750** (2005) 64.
- [6.] CMS Collaboration (S. Chatrchyan *et al.*), *Phys. Rev. C* **84** (2011) 024906.
- [7.] H. Song *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 139904.
- [8.] J. Rafelski, *Eur. Phys. J A* **51** (2015) 114.
- [9.] U. Heinz and R. Snellings, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63** (2013) 123.
- [10.] ALICE Collab. (B. Abelev *et al.*), *Phys. Rev. C* **88** (2013) 044910, arXiv: 1303.0737 [hep-ex].
- [11.] BRAHMS Collab. (I. Arsene *et al.*), arXiv:0503010v3 [nucl-ex].
- [12.] B. Muller and J. L. Nagle, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56** (2006) 93.
- [13.] A. Adronic *et al.*, *J. Phys. G* **38** (2011) 124081.
- [14.] A. Adronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, *Phys. Lett. B* **673** (2009) 142.
- [15.] J. Cleymans and K. Redlich, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 5284.
- [16.] C. Tsallis, *J. Statist. Phys.* **52** (1988) 479.
- [17.] C. Tsallis, *Eur. Phys. J. A* **40** 257 (2009).
- [18.] J. Cleymans, D. Worku, *J. Phys. G* **39** (2012) 025006.
- [19.] I. Sena, A. Deppman, *Eur. Phys. J. A* **49** (2013) 17.
- [20.] PHENIX Collab. (A. Adare *et al.*), *Phys. Rev. D* **83** (2011) 052004.
- [21.] P. K. Khandai *et al.*, *Int. J. Mod. Phys. A* **28** (2013) 1350066.
- [22.] C. Y. Wong, G. Wilk, *Acta Phys. Polon. B* **43** (2012) 2047.
- [23.] J. Cleymans *et al.*, *Phys. Lett. B* **723** (2013) 351.
- [24.] J. Cleymans *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **779** (2017) 012079.
- [25.] H. Zheng and Lilin Zhu, *Advances in High Energy Physics* **2016** (2016) 9632126
- [26.] P. K. Kandai *et al.*, *J. Phys. G* **41** (2014) 025105.
- [27.] C. Tsallis *et al.*, *Physica A* **261** (1998) 534.
- [28.] T. S. Biro *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **40** (2009) 325.
- [29.] G. Biro *et al.*, *Entropy* **19** (2017) 88.
- [30.] K. Shen *et al.*, *Universe* **5** (2019) 122.
- [31.] S. Grigoryan, *Phys. Rev. D* **95** (2017) 056021.
- [32.] G. Biro *et al.*, *EPJ Web of Conferences* **171** (2018) 14008.
- [33.] ALICE Collab. (B. Abelev *et al.*), *Phys. Lett. B* **736** (2014) 196, arXiv: 1401.1250v4 [nucl-ex].
- [34.] ALICE Collab. (S. Acharya *et al.*), Production of charged pions, kaons and (anti-)protons in Pb-Pb and inelastic pp collisions at $(s)^{1/2}=5.02$ TeV, Preprint CERN-EP-2019-208 (2019), arXiv: 1910.07678v1 [nucl-ex].
- [35.] R. Hagedorn, *Riv. Nuovo Cim.* **6N10** (1983) 1.

ANALYSIS OF MIDRAPIDITY TRANSVERSE MOMENTUM DISTRIBUTIONS OF THE CHARGED PIONS AND KAONS, PROTONS AND ANTIPROTONS IN $p+p$ COLLISIONS AT $(s_{nn})^{1/2}=2.76, 5.02, \text{ AND } 7 \text{ TeV}$ AT THE LHC

Kh.K. Olimov^{1,*}, K.I. Umarov¹, A. Iqbal², S. Masood³, Fu-Hu Liu⁴

¹Physical-Technical Institute of SPA “Physics-Sun” of Uzbek Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^b, 100084 Tashkent, Uzbekistan, *e-mail: khkolimov@gmail.com

²Department of Physics, FBAS, International Islamic University, Islamabad, Pakistan

³Department of Physical and Applied Sciences, University of Houston Clear Lake, Houston, USA

⁴Institute of Theoretical Physics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, People’s Republic of China

The non-extensive Tsallis distributions proved to be quite useful for phenomenological description of transverse momentum (p_t) spectra of particles produced in high-energy collisions [1-13]. Different forms of Tsallis distribution function describe quite successfully the p_t distributions of the particles produced in $p+p$ collisions up to the highest measured p_t values at the RHIC and LHC experiments [3-9]. The Tsallis distribution could describe quite well the measured p_t distributions up to 200 GeV/c in $p+p$ collisions at the center-of-mass (cm) energy of 7 TeV at the LHC [9]. Nevertheless, the high sensitivity of the so called non-extensivity parameter q of Tsallis distribution function to the high- p_t ($p_t > 3 \text{ GeV}/c$) part of the invariant transverse momentum distributions of particles was discovered in Refs. [14-16].

It is favorable to use Tsallis distribution function due to its excellent parameterization of the experimental p_t spectra of particles at high energies using only three parameters: one parameter represents the effective temperature (T) of a system, the second non-extensivity parameter q accounts for the degree of deviation of p_t distribution from the usual Boltzmann-Gibbs exponential distribution, and the third parameter is the fitting (normalization) constant, which is considered to be proportional to the system volume. The fit parameters q and T can also be used to identify the initial conditions and system size scaling [17].

For description of the transverse momentum distributions of the particles in high-energy heavy-ion collisions at the RHIC and LHC, the transverse expansion (flow) models are usually incorporated into the Tsallis statistics. To extract the kinetic freeze-out temperature and transverse flow velocity, mostly the Blast-Wave model with Boltzmann Gibbs statistics (the BGBW model) [18-20], the Blast-Wave model with Tsallis statistics (the TBW model) [21,22], the Tsallis distribution with flow effect (the improved Tsallis distribution) [22-24], and Hagedorn formula (function) with the embedded transverse flow [11,25,26] are used.

In majority of past analyses on $p+p$ and heavy-ion collisions at high energies, the Tsallis distribution functions (or combined with other models) have been fitted separately to p_t distribution of each measured particle species in a particular collision type. Nevertheless, as mentioned in Ref. [27], no physical meaning can be assigned to the collective properties, such as kinetic freeze-out temperature or (collective) transverse flow velocity, obtained from model fits to a single particle species. On the contrary, the combined (simultaneous) fits to the spectra of different particle species, extracted in a given collision system, can give the physically meaningful values of the collective parameters (if any) (such as a global temperature or/and average transverse (radial) flow velocity of the system) [27]. These combined fits are useful for comparing the collision systems at different $(s_{nn})^{1/2}$ with just few parameters [25-27].

We analyze the midrapidity transverse momentum distributions of the charged pions and kaons, protons and antiprotons in inelastic $p+p$ collisions at $(s_{nn})^{1/2}=2.76, 5.02, \text{ and } 7 \text{ TeV}$ at the LHC, measured by ALICE collaboration and presented in Refs. [28], [29], and [30], respectively. The main goal of the modern experiments at the Large Hadron Collider (LHC, CERN, Switzerland) is to create the plasma state of almost free quarks and gluons (Quark-Gluon Plasma (QGP)) in central heavy ion-collisions at high energies in order to investigate in detail the various properties of such QGP matter, which is believed to have existed few microseconds after the so-called Big Bang, considered by scientists as a starting point of Universe creation. However, the investigation of $p+p$ collisions at such a high energy domain is interesting and important by itself, not only as a baseline for analysis of high-energy heavy-ion collisions, but also for the study of the novel (collective) phenomena (if any) at such a small $p+p$ collision system at the highest collision energies available at the LHC.

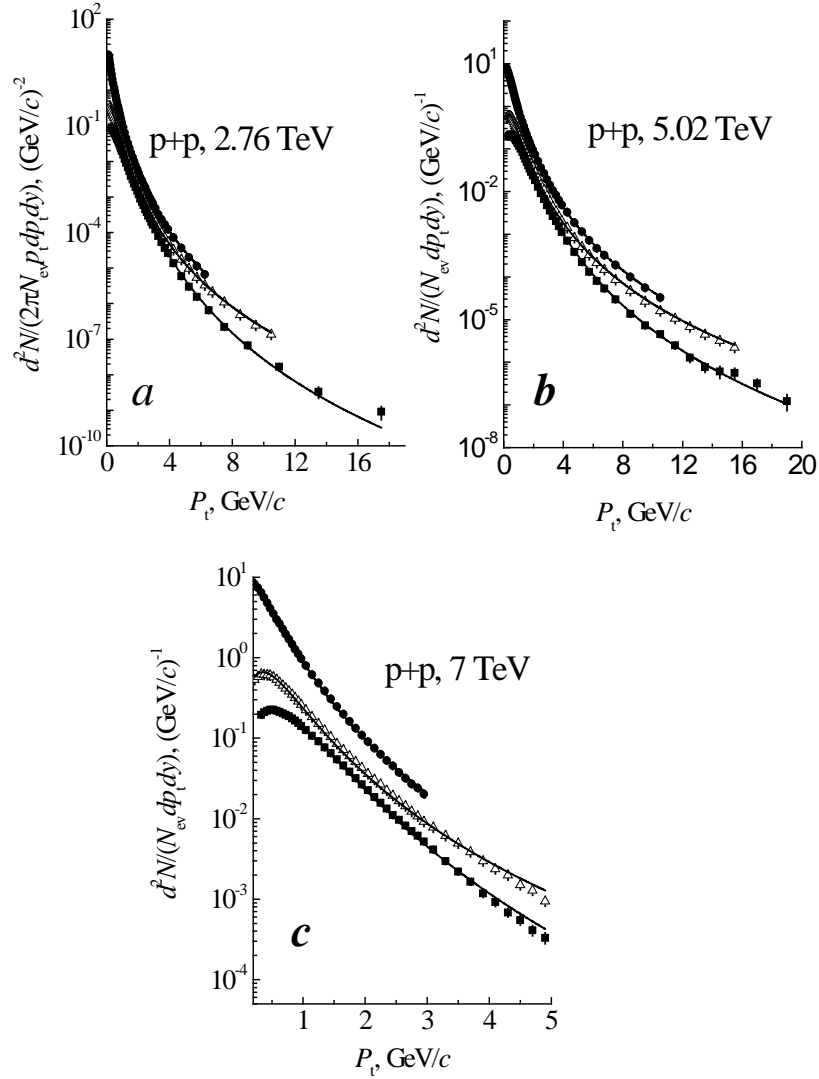


Fig. 1. Experimental transverse momentum spectra of the charged ($\pi^+ + \pi^-$) pions (\bullet), charged ($K^+ + K^-$) kaons (Δ), protons and antiprotons ($p + \bar{p}$) (\blacksquare) in the full measured p_t range in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ TeV (a), $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 5.02$ TeV (b), and in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ TeV (c). Solid curves – results of the combined (simultaneous) minimum χ^2 fits with the thermodynamically consistent Tsallis distribution function (Eq. 3) of the experimental transverse momentum spectra of the charged particles. Combined fitting p_t ranges in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ TeV: $[0.1-6.5]$ GeV/c for $\pi^+ + \pi^-$; $[0.2-11.0]$ GeV/c for $K^+ + K^-$ and $[0.3-18.0]$ GeV/c for $p + \bar{p}$. Combined fitting p_t ranges in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 5.02$ TeV: $[0.1-11.0]$ GeV/c for $\pi^+ + \pi^-$; $[0.2-16.0]$ GeV/c for $K^+ + K^-$ and $[0.3-20.0]$ GeV/c for $p + \bar{p}$. Combined fitting p_t ranges in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ TeV: $[0.1-3.0]$ GeV/c for $\pi^+ + \pi^-$; $[0.2-5.0]$ GeV/c for $K^+ + K^-$ and $[0.3-5.0]$ GeV/c for $p + \bar{p}$. The error bars are the combined statistical and systematic errors (added in quadrature). The statistical errors are negligible. The sizes of the errors are comparable with the symbol sizes.

The main aim of the present work is to compare the properties of $p+p$ collision systems at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$, 5.02, and 7 TeV via the combined theoretical model fits of the p_t spectra of the charged pions and kaons, protons and antiprotons in a given collision system, using the thermodynamically consistent Tsallis distribution function and Hagedorn formula (function) with the embedded (collective) transverse flow. For comparison of the results for inelastic $p+p$ collisions at three different collision energies, the selected optimal identical ranges in p_t for fitting with the thermodynamically consistent Tsallis distribution function as well as Hagedorn function with the embedded (collective) transverse flow are used. To check the influence of the used fit ranges in p_t on the results, we also fit with the above two model functions, the full measured ranges in p_t in $p+p$ collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$, 5.02, and 7 TeV.

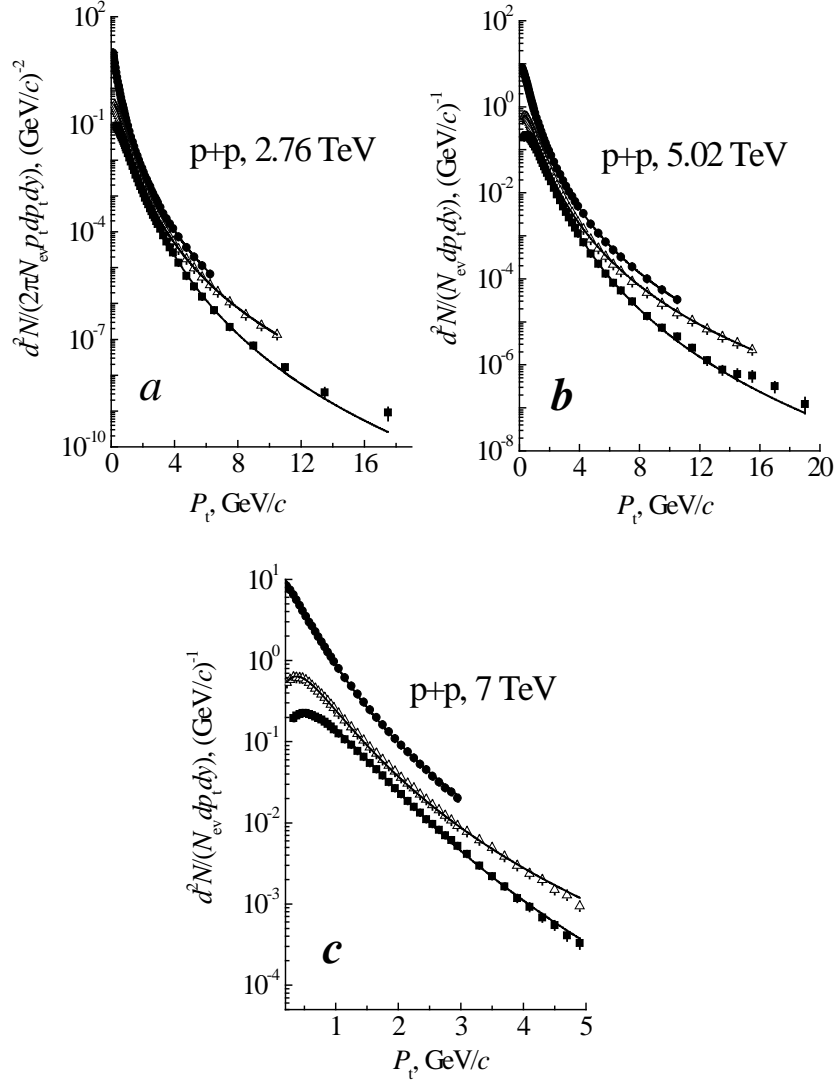


Fig. 2. Experimental transverse momentum spectra of the charged ($\pi^+\pi^-$) pions (\bullet), charged (K^+K^-) kaons (Δ), protons and antiprotons ($p+\bar{p}$) (\blacksquare) in the full measured p_t range in p+p collisions at $(s)^{1/2}=2.76$ TeV (a), p+p collisions at $(s)^{1/2}=5.02$ TeV (b), and in p+p collisions at $(s)^{1/2}=7$ TeV (c). Solid curves – results of the combined (simultaneous) minimum χ^2 fits with the Hagedorn formula with the embedded transverse flow (Eq. 5) of the experimental transverse momentum spectra of the charged particles. Combined fitting p_t ranges in p+p collisions at $(s)^{1/2}=2.76$ TeV: [0.1-6.5] GeV/c for $\pi^+\pi^-$; [0.2-11.0] GeV/c for K^+K^- and [0.3-18.0] GeV/c for $p+\bar{p}$. Combined fitting p_t ranges in p+p collisions at $(s)^{1/2}=5.02$ TeV: [0.1-11.0] GeV/c for $\pi^+\pi^-$; [0.2-16.0] GeV/c for K^+K^- and [0.3-20.0] GeV/c for $p+\bar{p}$. Combined fitting p_t ranges in p+p collisions at $(s)^{1/2}=7$ TeV: [0.1-3.0] GeV/c for $\pi^+\pi^-$; [0.2-5.0] GeV/c for K^+K^- and [0.3-5.0] GeV/c for $p+\bar{p}$. The error bars are the combined statistical and systematic errors (added in quadrature). The statistical errors are negligible. The sizes of the errors are comparable with the symbol sizes.

It is well known that the (inverse power law) QCD-inspired Hagedorn function [31] describes quite well the high p_t range of invariant transverse momentum distributions of particles produced in high-energy nucleon-nucleon collisions:

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C \left(1 + \frac{m_t}{p_0}\right)^{-n}, \quad (1)$$

where C is the normalization factor, p_0 and n are free parameters, $m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}$ is the transverse mass (transverse energy) of a hadron, and m_0 is its rest mass. As mentioned above, also the Tsallis

distribution function [1,2] can describe excellently the invariant p_t (or m_t) spectra of particles measured in high-energy $p+p$ collisions at the RHIC and LHC [3-9]. It is necessary to note that there are several equivalent versions [10-14,32] of Tsallis distribution function, providing equally good quality fits to the p_t distributions of particles in high-energy $p+p$ collisions. The simplest version [10,11,17] of the Tsallis distribution function, which describes the invariant spectra of particles in terms of three parameters - C_q , T , and q , is given (at midrapidity ($y = 0$)) by expression

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C_q \left(1 + (q-1) \frac{m_t}{T} \right)^{-1/(q-1)}, \quad (2)$$

where C_q is the normalization factor, T is the temperature parameter, and q - the so-called non-extensivity parameter, which shows the degree of departure of this distribution from the usual Boltzmann-Gibbs exponential distribution. The function in Eq. (2) is considered as a non-extensive generalization of the Boltzmann-Gibbs exponential distribution, with the new parameter q added to the previous temperature T parameter. The parameter q is also assumed to measure the degree of non-thermalization [33]. As the parameter q approaches one (1), the Tsallis distribution approaches to the usual Boltzmann-Gibbs exponential distribution. The closer the value of the parameter q to one (1), the more thermalized the system is. Among various kinds of Tsallis distribution functions, the following version [3,9,10] (at midrapidity ($\langle y \rangle = 0$)) results in consistent version of thermodynamics for the particle number, energy density, and pressure:

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C_q m_t \left(1 + (q-1) \frac{m_t}{T} \right)^{-q/(q-1)}, \quad (3)$$

which is called the thermodynamically consistent Tsallis (distribution) function. It is important to mention that the normalization (fitting) constant C_q in Eq. (3) is assumed to be related linearly to the volume (V) of a system in Refs. [9,10]: $C_q = gV/(2\pi)^3$, where g is the degeneracy factor [9,10]. The degeneracy factor g equals 3, 4, and 2 for pions, kaons, and protons, respectively. The values of parameter T extracted from the Tsallis distribution functions, presented in Eqs. (2) and (3), are only the effective temperatures, containing the contributions of both the thermal motion and collective flow of an expanding matter or "fireball" (if any). To separate the effects of the thermal motion and collective flow, the (collective) transverse flow velocity is incorporated into the Tsallis distribution function. In Refs. [10,26] the thermodynamically consistent Tsallis distribution function in Eq. (3) is shown to result in smaller values of the extracted temperatures as compared to the simple Tsallis distribution without thermodynamical description in Eq. (2) due to the extra m_t factor in Eq. (3).

The functions in Eqs. (1) and (2) become mathematically equivalent when one sets $n = 1/(q-1)$ and $p_0 = nT$. The larger values of the parameter n correspond to the smaller q values. For quark-quark point scattering $n \approx 4$, and the parameter n becomes larger in case of involvement of multiple scattering centers [34,35,6]. To incorporate the temperature (T) parameter, the function in Eq. (1) is rewritten, setting $p_0 = nT$, as

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C \left(1 + \frac{m_t}{nT} \right)^{-n}. \quad (4)$$

The easiest way to incorporate the collective transverse flow into Eq. (4) by performing the simple transformation $m_t \rightarrow \langle \gamma_t \rangle (m_t - p_t \langle \beta_t \rangle)$ is chosen in the present analysis, as done also in Refs. [11,25,26]. Then Eq. (4) transforms into

$$\frac{d^2N}{2\pi N_{ev} p_t dp_t dy} = C \left(1 + \langle \gamma_t \rangle \frac{(m_t - p_t \langle \beta_t \rangle)}{nT} \right)^{-n}, \quad (5)$$

where $\langle \gamma_t \rangle = 1 / \sqrt{1 - \langle \beta_t \rangle^2}$, $\langle \beta_t \rangle$ is the average transverse expansion (flow) velocity. We call this function in Eq. (5) as the Hagedorn formula (function) with the embedded transverse flow. The same formula in Eq. (5) was obtained and applied successfully in Refs. [11,25,26]. This simple phenomenological model represented by the function in Eq. (5) is very useful, allowing for comparison of the various collision systems at different $(s_{nn})^{1/2}$ using just few parameters [25,26].

The experimental transverse momentum spectra of the charged pions and kaons, protons and antiprotons at midrapidity in inelastic $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76, 5.02, \text{ and } 7 \text{ TeV}$ are investigated applying the combined (simultaneous) as well as independent (separate) fits of the p_t spectra of the studied particle

species in each collision system with the thermodynamically consistent Tsallis distribution function as well as Hagedorn formula with the embedded transverse flow. The optimal combined fitting range $p_t \geq 0.5$ GeV/c for all the particle species is chosen to minimize the influence of resonance decays on the spectra in the fitted p_t range. For direct comparison of the results obtained for three collisions systems, the following identical combined fit p_t ranges in $p+p$ collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76, 5.02, \text{ and } 7$ TeV are chosen: $[0.5-3.0]$ GeV/c for $\pi^+ + \pi^-$; $[0.5-5.0]$ GeV/c for $K^+ + K^-$ and $p + \bar{p}$.

As example, the resulting curves of the combined (simultaneous) minimum χ^2 fits with the thermodynamically consistent Tsallis distribution function (Eq. 3) of the experimental transverse momentum spectra of the charged particles in the full measured fitting p_t ranges in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76, 5.02, \text{ and } 7$ TeV are given in Fig. 1. Figure 2 represents the resulting curves of the combined (simultaneous) minimum χ^2 fits with the Hagedorn formula with the embedded transverse flow (Eq. 5) of the experimental transverse momentum spectra of the charged particles in the same collision systems, using the full measured fitting ranges in p_t .

In summary, approximate equality of the extracted non-extensivity parameter q for the pions and kaons ($q(\text{pions}) \approx q(\text{kaons})$) and relation $q(\text{mesons}) > q(\text{baryons})$ are obtained from fitting the transverse momentum spectra of the particles with the thermodynamically consistent Tsallis distribution function (Eq. 3) in the chosen optimal identical fitting p_t ranges in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76, 5.02, \text{ and } 7$ TeV, in agreement with the recent results [26].

The parameter q , extracted from combined fits with the thermodynamically consistent Tsallis distribution function in the above optimal identical p_t ranges, proved to increase consistently for all particles species with an increase of $(s)^{1/2}$ of $p+p$ collisions from 2.76 to 5.02 TeV, remaining practically constant within fit errors in the range $(s)^{1/2} = 5-7$ TeV. This result suggests probably a saturation and limiting behavior of the parameter q value in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} > 5$ TeV. The similar increase of the q value, consistently for all particle species, with an increase of $(s)^{1/2}$ of $p+p$ collisions from 2.76 to 5.02 TeV was obtained in Ref. [26]. The consistent increase of non-extensivity parameter q for all the particle species with increasing the center-of-mass collision energy $(s)^{1/2}$ of $p+p$ collisions from 2.76 to 5.02 TeV in Ref. [26] was explained by that the more violent and faster $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 5.02$ TeV result in a smaller degree of thermalization compared to that in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ TeV. Saturation of the q value observed in present work in $p+p$ collisions in the energy range $(s)^{1/2} > 5$ TeV can suggest that the degree of thermalization of the system produced in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} > 5$ TeV reaches its limiting value. The obtained global effective temperature T is shown to coincide within fit errors in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV. The extracted value of T in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ TeV proved to also coincide within double fit errors with the parameter T values in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV. Using Hagedorn function with the embedded transverse flow (Eq. 5), it is found that the extracted values of parameter n decrease noticeably for all considered particle types while going from $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ TeV to $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 5.02$ TeV, remaining practically constant within fit errors in the range $(s)^{1/2} = 5-7$ TeV. This result agrees with that the parameter q increases consistently for all particle species with an increase of $(s)^{1/2}$ of $p+p$ collisions from 2.76 to 5.02 TeV, remaining practically constant within fit errors in the range $(s)^{1/2} = 5-7$ TeV. Decrease of the parameter n with increasing $(s)^{1/2}$ of $p+p$ collisions from 2.76 to 5.02 TeV probably indicates the increase of the role (contribution) of point like quark-quark scatterings at higher collision energies.

To check the variation in the obtained model parameter values with changing the fit ranges in p_t , we also use the full measured ranges in p_t (which extend up to 11, 16, and 20 GeV/c for pions, kaons, and (anti)protons) for the fits with the above two model functions. For model fits in the full measured p_t range, the extracted temperature (T) parameters proved to be noticeably smaller as compared to the corresponding T values obtained from fits in the optimal identical fitting ranges in p_t . This is likely due to the use of the low p_t range ($p_t < 0.5$ GeV/c) for fitting of the pion spectra in the full measured range as compared to the fits in the optimal range $p_t > 0.5$ GeV/c. This is because mainly the low temperature pions produced from decay of baryon resonances populate the low p_t part ($p_t < 0.5$ GeV/c) of pion spectra, which explains the smaller temperatures obtained for fitting in the full measured p_t range, compared to those for fitting in the optimal identical fitting range $p_t > 0.5$ GeV/c.

Very small collective transverse flow velocity, consistent with zero value within the fit errors, is obtained in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV from simultaneous fits of the p_t distributions of the charged pions and kaons, protons and antiprotons in the full measured p_t range with the Hagedorn formula with the embedded transverse flow (Eq. 5). This supports the analogous result observed from fitting in the optimal identical $p_t > 0.5$ GeV/c range. Rather small, but noticeable transverse flow velocity is obtained in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ TeV from combined model fits in the full measured p_t range. Practically no (zero)

transverse flow velocity is deduced in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=2.76, 5.02,$ and 7 TeV from the independent (separate) fits of p_t distributions of each particle species with the Hagedorn formula with the embedded transverse flow (Eq. 5).

References

- [1.] C. Tsallis, *J. Statist. Phys.* **52** (1988) 479.
- [2.] C. Tsallis, *Eur. Phys. J. A* **40** 257 (2009).
- [3.] J. Cleymans, D. Worku, *J. Phys. G* **39** (2012) 025006.
- [4.] I. Sena, A. Deppman, *Eur. Phys. J. A* **49** (2013) 17.
- [5.] PHENIX Collab. (A. Adare *et al.*), *Phys. Rev. D* **83** (2011) 052004.
- [6.] P. K. Khandai *et al.*, *Int. J. Mod. Phys. A* **28** (2013) 1350066.
- [7.] C. Y. Wong, G. Wilk, *Acta Phys. Polon. B* **43** (2012) 2047.
- [8.] J. Cleymans *et al.*, *Phys. Lett. B* **723** (2013) 351.
- [9.] J. Cleymans *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **779** (2017) 012079.
- [10.] H. Zheng and Lilin Zhu, *Advances in High Energy Physics* **2016** (2016) 9632126
- [11.] P. K. Khandai *et al.*, *J. Phys. G* **41** (2014) 025105.
- [12.] C. Tsallis *et al.*, *Physica A* **261** (1998) 534.
- [13.] T. S. Biro *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **40** (2009) 325.
- [14.] G. Biro *et al.*, *Entropy* **19** (2017) 88.
- [15.] K. Shen *et al.*, *Universe* **5** (2019) 122.
- [16.] S. Grigoryan, *Phys. Rev. D* **95** (2017) 056021.
- [17.] G. Biro *et al.*, *EPJ Web of Conferences* **171** (2018) 14008.
- [18.] E. Schnedermann, J. Solfrank, U. Heinz, *Phys. Rev. C* **48** (1993) 2462.
- [19.] STAR Collab. (B.I. Abelev *et al.*), *Phys. Rev. C* **79** (2009) 034909.
- [20.] STAR Collab. (B.I. Abelev *et al.*), *Phys. Rev. C* **81** (2010) 024911.
- [21.] Z.B. Tang *et al.*, *Phys. Rev. C* **79** (2009) 051901(R).
- [22.] Hai Ling Lao *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **53** (2017) 44.
- [23.] T. Bhattacharyya *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **52** (2016) 30.
- [24.] D. Thakur *et al.*, *Adv. High Energy Phys.* **2016** (2016) 4149352.
- [25.] Kh.K. Olimov *et al.*, *Mod. Phys. Lett. A* **35** (2020) 2050115.
- [26.] Kh.K. Olimov *et al.*, Combined analysis of midrapidity transverse momentum spectra of the charged pions and kaons, protons and antiprotons in $p+p$ and Pb+Pb collisions at $(s_{\text{nn}})^{1/2}=2.76$ and 5.02 TeV at the LHC, *Mod. Phys. Lett. A* (2020) (in press).
- [27.] ALICE Collab. (B. Abelev *et al.*), *Phys. Rev. C* **88** (2013) 044910, arXiv: 1303.0737 [hep-ex].
- [28.] ALICE Collab. (B. Abelev *et al.*), *Phys. Lett. B* **736** (2014) 196, arXiv: 1401.1250v4 [nucl-ex].
- [29.] ALICE Collab. (S. Acharya *et al.*), Production of charged pions, kaons and (anti-)protons in Pb-Pb and inelastic pp collisions at $(s)^{1/2}=5.02$ TeV, Preprint CERN-EP-2019-208 (2019), arXiv: 1910.07678v1 [nucl-ex].
- [30.] ALICE Collab. (J. Adam *et al.*), Measurement of pion, kaon and proton production in proton-proton collisions at $(s)^{1/2}=7$ TeV, Preprint CERN-PH-EP-2015-068 (2015), arXiv: 1504.00024v2 [nucl-ex].
- [31.] R. Hagedorn, *Riv. Nuovo Cim.* **6N10** (1983) 1.
- [32.] G. Wilk and Z. Włodarczyk, *Eur. Phys. J. A* **40** (2009) 299.
- [33.] G. Wilk and Z. Włodarczyk, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 2770.
- [34.] R. Blankenbecler *et al.*, *Phys. Rev. D* **12** (1975) 3469.
- [35.] S. J. Brodsky *et al.*, *Phys. Lett. B* **637** (2006) 58.
- [36.] A.S. Parvan, O.V. Teryaev, and J. Cleymans, Systematic comparison of Tsallis Statistics for Charged Pions Produced In pp Collisions, arXiv: 1607.01956v3 [nucl-th].

INVESTIGATION OF LIGHT NUCLEI STRUCTURES WITHIN THE FRAMEWORK OF GLAUBER'S THEORY

O. Imambekov, Zh. Toksaba, G. Abdramanova

Scientific Research Institute of Experimental and Theoretical Physics KazNU named after al Farabi,
Almaty, 050040, Kazakhstan, onlas@mail.ru

Annotation

Differential cross sections for elastic scattering of protons and π^+ mesons of intermediate energies with ${}^6\text{He}$ and ${}^9\text{B}$ nuclei are calculated in the framework of the Glauber diffraction theory. The matrix elements are derived with a wave function in a multicluster model. Differential cross sections are calculated with an accuracy of up to threefold scattering. The calculation results for the ${}^6\text{He}$ nucleus are compared with the available experimental data. The sensitivity of the differential cross section to the structures of the nuclei under study is checked.

Keywords: elastic scattering, Glauber diffraction theory, exotic light nuclei.

1. Introduction

Experimental and theoretical study of the elastic and inelastic interaction of hadrons with nuclei is a key problem in the theory of the atomic nucleus and nuclear reactions. It is from the results of such experiments and their subsequent theoretical interpretation that valuable information is extracted both on the structure of the nuclei under study and on the properties of nuclear forces. Previously, such experiments were carried out on stable nuclei. However, new non-trivial information that is not manifested in the properties of stable nuclei can be provided by the study of unstable nuclei. It is not excluded that such nuclei, lying on the nuclide map far from the stability valley, may have unusual properties and exotic structures. Their research was previously limited due to the technical difficulties of experiments. At present, the development of accelerator technology and experimental techniques, as well as the creation of secondary beams of radioactive nuclei, have made it possible to carry out such experiments.

The research carried out in the last 20-25 years in different scientific centers of the world has indeed revealed a number of unexpected, very interesting, new phenomena - the existence of a nucleon halo and a skin, new regions of deformation, new types of decays, peculiarities in the filling of nuclear shells, etc. Of course, the most striking of them is the existence of a pronounced halo structure in some nuclei. The halo structure was first discovered by studying He isotopes (Tanihata et al. 1985A) and light p-shell nuclei (Tanihata et al. 1985B). The ${}^{11}\text{Li}$ nucleus was found to have an anomalously large, in comparison with other nuclei, radius and low (~ 300 keV) binding energy of two neutrons. These data did not fit into the usual dependence of the radius and specific binding energy of stable nuclei on the mass number A. Subsequently, they were explained (Hansen and Jonson, 1987) by the special structure of ${}^{11}\text{Li}$, consisting of the ${}^9\text{Li}$ core and weakly bound, sufficiently distant two valence neutrons with it. These two neutrons in the nuclear density distribution correspond to an extremely long tail - a neutron halo. Although the density of the halo is insignificant, it nevertheless strongly affects the cross section for interaction with other particles and leads to new properties of the nucleus.

In further studies, it was found that a number of other light and medium nuclei also have a halo and skin structure. The structure of skin nuclei is distinguished by the fact that a very compact core-core is located in their center, and the surface layer is surrounded by a neutron cloud. Such nuclei do not have an anomalously large radius like a halo, but the existence of a neutron layer on the surface strongly affects the properties of the nucleus itself and its nature of interaction with other particles.

Currently, the properties of unstable exotic nuclei are being intensively studied in many leading scientific centers of the world, such as the GSI research center in Darmstadt (Germany), the Japanese RIKEN radioisotope center (Saitama), the largest American center for the study of radioactive isotopes NSCL (Michigan, USA), center GANIL (Caen, France), FLNR JINR (Dubna) in Russia, etc. Such studies became possible after they learned how to create intense secondary beams of radioactive nuclei. The experiment is carried out in inverse kinematics, when a high-energy flux of the investigated radioactive nuclei is directed towards a stationary stable target (proton, other stable nuclei, etc.) and the interaction cross section and polarization characteristics are measured.

The study of the exotic structure of light nuclei is especially interesting. This is due to the fact that, on the one hand, there are not so many nucleons in light nuclei and their structure can be described on the

basis of more or less reliable microscopic models, and on the other hand, they have a sufficient number of nucleons to cover the main features of the nuclear forces of many bodies.

Nuclear reactions are the main instrument for studying nuclear structures. The scattering of protons from nuclei is traditionally studied. In this regard, we can point to the cycle of works of the GSI-PNPI collaboration (Dobrovolsky, 2019), where the differential cross sections for the interaction of protons with ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^8\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{12}\text{Be}$, ${}^{14}\text{Be}$ nuclei were measured. The experiments were carried out on a GSI radioactive beam (Darmstadt, Germany) in inverse kinematics, at an energy of 0.7 GeV/nucleon, in the range of momentum transfers $0.002 \leq |t| \leq 0.05$ (GeV / s)². The theoretical analysis of the results obtained was carried out within the framework of Glauber's theory using phenomenological spatial distributions of nuclear density. Information about the neutron distribution and the magnitude of the neutron coat obtained in these experiments, in combination with the existing data on the charge radii, is very important.

Along with studies of the scattering of protons by light exotic nuclei, studies of the scattering of mesons are also of great interest. The study of the scattering of various particles on the same nucleus with the same kinematics and a comparative analysis of the results obtained can provide interesting additional information both on the structure of the nuclei under study and on the dynamics of the interaction of these particles with the nucleus. The point is that different particles possessing different properties interact in different ways with the nucleus under study. For example, it is well known that π^\pm -mesons are well absorbed and interact preferentially with the surface of the nucleus, while K^\pm -mesons interact weakly and penetrate deep into the nucleus. These properties of mesons make it possible to probe different regions of the nucleus.

In this work, we study the elastic scattering of protons and π^\pm -mesons by ${}^6\text{He}$ and ${}^9\text{B}$ nuclei. The choice of these nuclei as a target is due to the fact that the ${}^6\text{He}$ nucleus has a skin structure and the study of this structure in the scattering of various particles is an important task. The choice of the ${}^9\text{B}$ nucleus is due to the fact that boron isotopes are structural elements of modern reactors, and the ${}^9\text{B}$ isotope is short-lived and the least studied of all boron isotopes, therefore, the study of its properties is also of considerable interest. In addition, these two cores are united by the fact that they mainly have a similar three-cluster structure. The properties of these nuclei were previously considered in (Ibraeva et al., 2013, Ibraeva and Imambekov 2015)

2. Formalism

In accordance with Glauber's theory of multiple scattering, the amplitude of elastic scattering of hadrons by a compound nucleus of mass A can be written, according to (Glauber, 1959), as an integral over the impact parameter $\boldsymbol{\rho}_\perp$:

$$M_{if}(\mathbf{q}_\perp) = \sum_{M_i M_f} \frac{ik}{2\pi} \int d\boldsymbol{\rho}_\perp d\mathbf{R}_A \exp(i\mathbf{q}_\perp \boldsymbol{\rho}_\perp) \delta(\mathbf{R}_A) \langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle, \quad (1)$$

here the subscript « \perp » denotes two-dimensional vectors lying in a plane perpendicular to the direction of the incident beam, $\langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle$ – the amplitude of the transition from the initial $\Psi_i^{JM_i}$ to the final $\Psi_f^{JM_f}$ state of the nucleus under the action of the operator Ω ; in the case of elastic scattering $\Psi_i^{JM_i} = \Psi_f^{JM_f}$, $\mathbf{R}_A = \frac{1}{A} \sum_{n=1}^A \mathbf{r}_n$ – nucleus center of mass coordinate, \mathbf{k} – impulse of incident particles in c.m.s., \mathbf{q}_\perp – transferred impulse in reaction.

In dynamic multicluster models (Voronchev et al, 1995), to describe the nucleus as a system of interacting clusters, a test function is constructed in the form of the product of internal wave functions of subsystems of various cluster configurations of particles connected by Jacobi coordinates \mathbf{r}, \mathbf{R} :

$$\Psi_{i,f}^{JM_i} = \Psi_1 \Psi_2 \Psi_3 \Psi^{JM_i}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (2)$$

where Ψ_1, Ψ_2, Ψ_3 – are the internal wave functions of clusters (which are assumed to be the same as the wave functions of free particles), $\Psi^{JM_i}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ – wave functions of their relative motion. The coordinate \mathbf{r} describes the relative motion of particles 2 and 3, it has an orbital angular momentum λ with a projection μ ; the coordinate \mathbf{R} describes the relative motion between the center of mass of particles 2-3

and particle 3, it has an orbital angular momentum l with a projection m . We expand the wave function of the relative motion in a series of partial waves

$$\Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{\lambda LS} \Psi_{\lambda LS}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (3)$$

Each partial function is factorized into radial and spin-angular:

$$\Psi_{\lambda LS}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Phi_{\lambda l}(r, R) F_{\lambda LS}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (4)$$

The radial part of the wave function is approximated by a linear combination of Gaussian functions:

$$\Phi_{\lambda l}(r, R) = r^{\lambda} R^l \sum_{ij} C_{ij}^{\lambda l} \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_j R^2). \quad (5)$$

The weights of the components $C_{ij}^{\lambda l}$ are found as a result of the numerical solution of the Schrödinger equation by a variational method, the coefficients α_i, β_j are set on the tangential grid. Spin - angle part

$$F_{\lambda LS}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{M_L M_S \mu m} \langle \lambda \mu l m | L M_L \rangle \langle s_1 m_1 s_2 m_2 | S M_S \rangle \langle L M_L S M_S | J M_J \rangle Y_{\lambda \mu}(\mathbf{r}) Y_{lm}(\mathbf{R}) \chi_{SM_S} \quad (6)$$

is the multiplication of the Clebsch - Gordan coefficients, which determine the scheme of addition of moments ($s_i m_i$ - spins and projections of "valence" particles (n, p), L, M_L, S, M_S, J, M_J - orbital, spin, and total moments of nuclei) by spherical $Y_{\lambda \mu}(\mathbf{r})$, $Y_{lm}(\mathbf{R})$ and spin χ_{SM_S} functions. The configuration of the wave function is determined by the quantum numbers $\lambda L S$.

In accordance with the representation of the wave function in the form (2), the operator can be written as a series expansion of multiple scattering of a proton on each incident subsystem:

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3 - \Omega_1 \Omega_2 - \Omega_1 \Omega_3 - \Omega_2 \Omega_3 + \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3. \quad (7)$$

Here indices 1, 2, 3 number the same clusters as in the wave function. The technique for calculating the matrix element with three-particle wave functions (2) is discussed in detail in (Voronchev et al, 1994, Kukulin et al. 1995). We only note that the wave function expanded in Gaussian (5) and the operator written in the form (7) consistent with the form of three-particle wave functions allow one to integrate the amplitude (1) analytically, which increases the calculation accuracy.

The differential cross section measured in the experiment with which we compare the results obtained is defined as the square of the modulus of the matrix element:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} |M_{if}(\mathbf{q}_{\perp})|^2$$

3. Calculation results and discussion

The results of calculations of the differential cross section for the scattering of protons and π -mesons on the ${}^6\text{He}$ nucleus are presented in Figures 1 and 2. These figures show the total differential cross sections and separately contributions to the cross section from different scattering multiplicities. The solid line corresponds to the total differential cross section, the dashed lines are the contributions of single scattering, the dash-dotted lines are the contributions of double scattering, and the dots are the contributions of triple scattering. The calculations were performed for the momentum of colliding particles of 0.315 GeV / s, which corresponds to a kinetic energy of 0.426 GeV for a ${}^6\text{He}$ nucleus in a laboratory frame where protons are at rest. For scattering of π -mesons, the kinetic energies of the ${}^6\text{He}$ nucleus and π -mesons are, respectively, 0.426 GeV and 0.118 GeV. The choice of these energies is associated with the availability of experimental data for them.

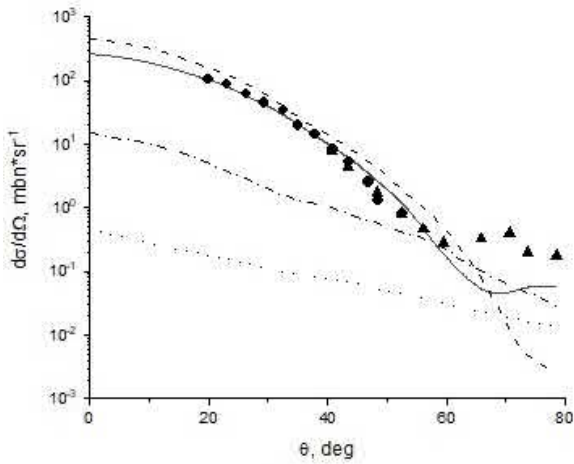


Fig. 1 Differential cross section of elastic $p^6\text{He}$ -scattering

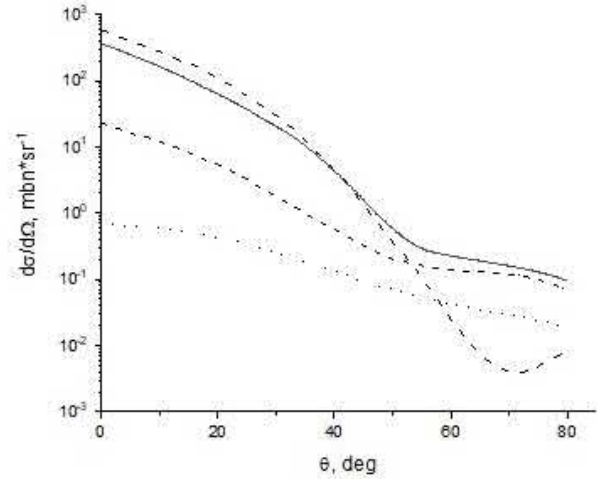


Fig.2 Differential cross section of elastic $\pi^6\text{He}$ -scattering

As can be seen from Figure 1, our theoretical calculations of the total differential cross section satisfactorily describe the available experimental data. Calculations of the partial cross sections show that single scattering dominates in the front angle region (up to 50°) both in proton scattering and in scattering of π mesons. The absolute value of the partial cross section of double collisions at 0° is an order of magnitude smaller than single collisions. However, it does not decrease as fast as the single scattering cross section, and in the region of an angle of $\sim 50^\circ - 60^\circ$ it not only compares with the single scattering, but also becomes dominant. At the points of intersection of single and double amplitudes, a minimum appears in the total differential cross sections associated with the interference of these amplitudes. The threefold partial cross section is two orders of magnitude lower than the onefold one and makes the minimum contribution to the total differential cross section only at angles greater than 60° .

Comparing the total differential cross sections for the scattering of protons and π -mesons on the 6H nucleus, we can say that they are almost identical, although there are differences. The minimum of the total cross section of π -mesons is shifted towards smaller angles (by $\sim 10^\circ$). It is known that scattering at small angles occurs at the periphery of the nucleus, while at large angles (corresponding to large transferred momenta), scattering occurs in the inner region. At angles greater than 60° , the experiment slightly overestimates our calculations. Note that Glauber's theory most correctly describes the scattering of high-energy particles in the forward region of angles; scattering at large angles lies outside the scope of the theory.

The results of calculating the scattering of protons and π -mesons by the ${}^9\text{B}$ nucleus are presented in Figures 3 and 4. The calculations were performed with two versions of the wave function. In the first version, the l -dependent Ali-Bodmer potential with repulsion at small distances was used for the $\alpha\alpha$ interaction, and in the second, the deep attractive Buck potential with states forbidden by the Pauli principle. In both variants, the αN potential contained an exchange Majorana component, which leads to an even-odd splitting of phase shifts. At present, there are no experimental data for this nucleus; therefore, we performed the theoretical analysis at an arbitrary proton energy of 200 MeV. The application of Glauber's theory for analysis at this energy is quite justified. Figure 3 shows the results of calculations of the differential cross section for $p^9\text{B}$ scattering in the same notation as in Figure 1 for $p^6\text{He}$ scattering. We have also performed calculations with various versions of the $\alpha\alpha$ interaction at the same energies of the incident proton. These calculations practically coincide at small angles and differ slightly with increasing scattering angle. Calculations with the Buck potential are slightly lower than calculations with the Ali-Bodmer potential. An increase in the difference at large angles indicates that these potentials describe the outer part of the nucleus in approximately the same way, while they differ significantly when describing the inner part of the nucleus. Calculations of the scattering of π -mesons by the ${}^9\text{B}$ nucleus are presented in Fig. 4. Here, the total differential cross section for scattering of a proton and a π -meson at an energy of 300 MeV is compared. For the scattering of mesons, the effect of a decrease in the interference minimum towards smaller angles is observed..

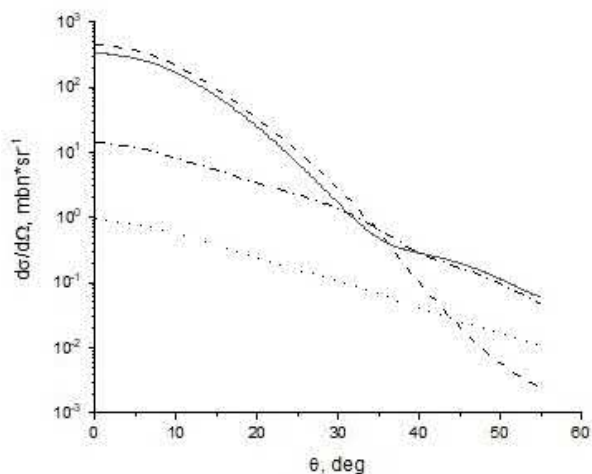


Fig. 3 Differential cross section of elastic p^9B -scattering

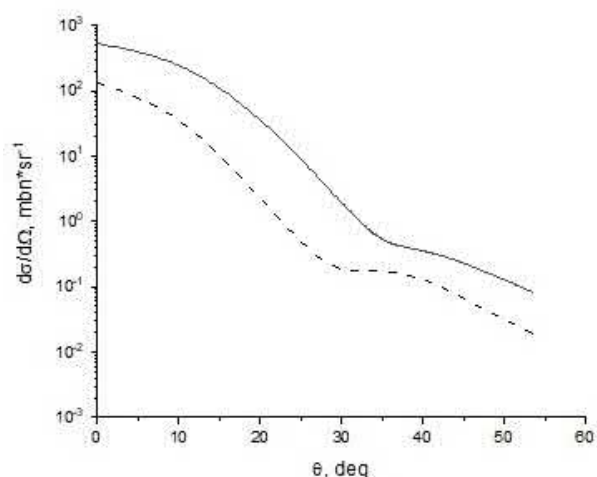


Fig.4 Total differential cross section of elastic p^9B - and π^9B - scattering

In conclusion, it should be noted that the Glauber diffraction theory allows a satisfactory description of the available experimental data. A comparative analysis of the scattering of protons and π -mesons shows that their result is well correlated with each other. It can also be seen from all calculations that with an increase in the scattering angle, the role of the inner part of the nucleus increases and the cross section in the region of large angles becomes sensitive to the structure of the nucleus, for example, to the presence or absence of a repulsive core.

This work was supported by the grant AP05132620 of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan.

4. Reference

- Dobrovolsky A.V. et al. 2019. Nuclear-matter distribution in the proton-rich nuclei ^7Be and ^8B from intermediate energy proton elastic scattering in inverse kinematics. Nucl. Phys. A, vol.989, p 40-58. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.05.012>
- Glauber R. G. 1959, Lectures in Theoretical Physics, Interscience, New York; London.
- Hansen P. G. and Jonson B., 1987. The Neutron Halo of Extremely Neutron-Rich Nuclei /// EPL (Europhysics Letters), vol.4, No.4, p.409-414. DOI: [10.1209/0295-5075/4/4/005](https://doi.org/10.1209/0295-5075/4/4/005)
- Ibraeva E., 2013. Rescattering effects in proton interaction with light neutron rich nuclei. Nucl. Phys. A, vol.915, p.142-157. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.07.006>
- Ibraeva E.T., Imambekov O., 2015. Contribution of Higher Multiplicity Collisions to Elastic $p^{6,8}\text{He}$ and $p^{8,9}\text{Li}$ Scattering within Glauber Theory. Physics of Atomic Nuclei, vol.78, p.703-708. doi:[10.7868/S0044002715030101](https://doi.org/10.7868/S0044002715030101)
- Tanihata I. et al., 1985A. Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes. Phys. Lett. B., vol.160, Issue.6, p.380-384. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)90005-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)90005-X)
- Tanihata I. et al., 1985B. Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region. Phys.Rev.Lett., vol.55, p.2676. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.2676>
- Voronchev V.T. et al., 1995. Three-Body Calculations of $A=9$ Nuclei with Supersymmetric α - α Potentials. Few-Body Systems, vol.18, p.191-202. <https://doi.org/10.1007/s006010050011>

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ГЛУБИНАМИ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЙ И МНИМОЙ ЧАСТИ ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ СИСТЕМ $^{14}\text{N}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{14}\text{N}$

Т. Жолдыбаев, Н. Буртебаев, Б. Садыков, Д. Алимов, М. Нассурлла, А. Сабидолда, Р. Ходжаев

Институт ядерной физики

Алматы, 050032, Казахстан, info@inp.kz (ул.Ибрагимова, 1)

Аннотация

На циклотроне У – 150М Института ядерной физики измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния $^{14}\text{N}(^3\text{He}, ^3\text{He})$ при энергиях $E_{\text{He}} = 50 - 60$ МэВ в диапазоне углов от 12° до 172° с шагом $1-2^\circ$. Анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию проведен в рамках стандартной оптической модели ядра. Получены набор параметров оптического потенциала взаимодействия ионов ^3He на ядре ^{14}N . Исследованы свойства найденных потенциалов.

Ключевые слова: взаимодействия упругие, ионы гелия, рассеяние, сечения дифференциальные, потенциалы оптические

1. Введение

Определение межъядерного потенциала взаимодействия сложных частиц с ядрами остается одной из приоритетных задач ядерной физики низких и средних энергий. Исходная информация о нем извлекается из анализа экспериментальных данных по дифференциальным сечениям процессов упругого рассеяния частиц и ядер с ядрами с последующим их анализом в рамках оптической модели ядра. Известные неоднозначности параметров потенциала, присущие этому подходу, могут быть сокращены при постановке экспериментов в максимально полном угловом диапазоне с проявлением при энергиях ≥ 30 МэВ эффектов «аномального рассеяния» назад и «ядерной радуги», обусловленных преломляющими свойствами потенциала.

Измерения дифференциальных сечений рассеяния ионов ^3He при энергиях 50 и 60 МэВ на ядре ^{14}N проводились на выведенном пучке изохронного циклотрона У–150М Института ядерной физики. Использовалась газовая мишень, представляющая собой цилиндрический контейнер, наполненный естественным азотом (с содержанием ^{14}N 99,61%) до ~ 1 атмосферы. Эффективная толщина мишени составляла от 1 до 7 мг/см² в зависимости от угла измерений. Ошибка в оценке толщины мишени составляла не более 3%. Более подробно конструкция мишени описана в работе [1].

Полученные экспериментальные данные представлены на рисунке 1. Рассеяние ионов ^3He при $E = 50$ и 60 МэВ на исследуемом ядре носит обычный дифракционный характер в области передней полусферы углов с последующим проявлением эффекта ядерной радуги. Явления «аномального рассеяния» назад не обнаружено.

Для анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию использовалась стандартная оптическая модель ядра [2].

В дополнение, был выполнен анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию на ядре ^{14}N ионов ^3He при энергии 72 МэВ [3]. Результаты теоретического анализа сечений в рамках оптической модели ядра представлены на рисунке 2.

Поиск параметров оптического потенциала осуществлялся на основе теоретических расчетов угловых распределений с последующим их сравнением с экспериментальными данными в рамках оптической модели ядра по программе SPI-GENOA [4]. В качестве стартовых параметров потенциалов использованы рекомендации из работ [5-7]. Параметры потенциала, отвечающие оптимальному соответствию экспериментальных и теоретических значений сечений, находились минимизацией величины χ^2 . Наряду с критерием χ^2 для отбора физически значимых потенциалов, использовалась величина объемного интеграла от реальной части потенциала. Полученные оптимальные параметры потенциала взаимодействия, значение объемного интеграла J_V и величины χ^2 приведены в таблицах 1 – 3. Параметр кулоновского радиуса принимался фиксированным $r_c = 1,3$ фм.

Таб. 1. Параметры оптического потенциала взаимодействия ионов ${}^3\text{He}$ с энергией 50 МэВ на ядре ${}^{14}\text{N}$

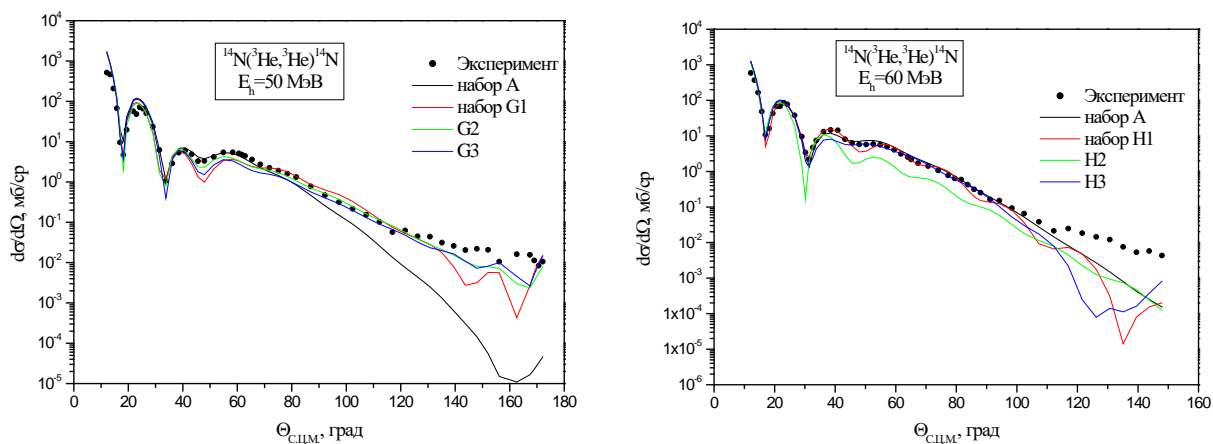
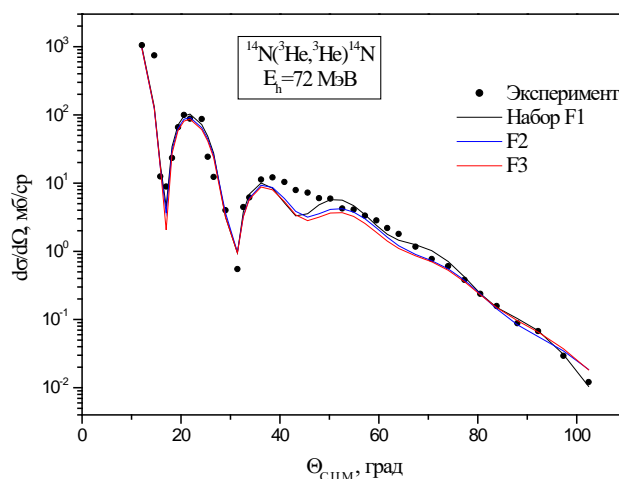
Набор	V (МэВ)	r_v (фм)	a_w (фм)	W (МэВ)	r_w (фм)	A_v (фм)	W_D (МэВ)	r_D (фм)	a_D (фм)	J_R (МэВ фм ³)	χ^2/N
A	108,6	1,15	0,866				13,32	1,357	0,800	452,2	57,0
G1	168,4	0,69	0,945	4,865	2,58	0,583	8,190	1,02	0,326	223,4	12,4
G2	119,8	1,000	0,850	4,44	2,500	0,660	6,360	1,120	0,650	372,6	10,5
G3	108,7	1,150	0,810	6,780	2,230	0,760	8,150	1,150	0,470	425,4	13,1

 Таб. 2. Параметры оптического потенциала взаимодействия ионов ${}^3\text{He}$ с энергией 60 МэВ на ядре ${}^{14}\text{N}$

Набор	V (МэВ)	r_v (фм)	a_w (фм)	W (МэВ)	r_w (фм)	A_v (фм)	W_D (МэВ)	r_D (фм)	a_D (фм)	J_R (МэВ фм ³)	χ^2/N
A	110,0	1,15	0,817				13,0	1,32	0,800	433,7	13,2
H1	144,4	0,69	0,918	3,690	2,581	0,359	6,473	1,02	0,577	265,4	13,3
H2	110,0	1,000	0,803	5,11	2,482	0,570	8,600	1,100	0,618	321,7	34,5
H3	111,1	1,150	0,802	4,300	2,227	0,718	12,74	1,375	0,460	430,7	16,6

 Таб. 3. Параметры оптического потенциала взаимодействия ионов ${}^3\text{He}$ с энергией 72 МэВ на ядре ${}^{14}\text{N}$

Набор	V (МэВ)	r_v (фм)	a_w (фм)	W (МэВ)	r_w (фм)	A_v (фм)	W_D (МэВ)	r_D (фм)	a_D (фм)	J_R (МэВ фм ³)	χ^2/N
F1	115,8	1,2	0,686	-	-	-	18,54	1,4	0,606	435	15,83
F2	130,9	1,06	0,740	5,54	1,36	0,801	13,98	1,36	0,656	395	14,91
F3	116,7	1,15	0,688	-	-	-	18,62	1,211	0,741	398	15,81


 Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – теоретические расчеты с параметрами из таблиц 1, 2.
 Рис. 1 Дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов ${}^3\text{He}$ с энергиями 50 и 60 МэВ на ядре ${}^{14}\text{N}$

 Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – теоретические расчеты с параметрами из таблицы 3.
 Рис. 2 Дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов ${}^3\text{He}$ с энергией 72 МэВ на ядре ${}^{14}\text{N}$

Исследованы свойства найденных потенциалов на примере описания рассеяния ${}^3\text{He} + {}^{14}\text{N}$ при энергиях 50, 60 и 72 МэВ. Радиальные зависимости соответствующих наборов потенциалов показаны на рисунках 3 – 5. Там же приведены отношения $V(r)/W(r)$, а также элементы матрицы рассеяния $|S_{l+1/2}|$. Из этих рисунков хорошо видно, что:

- при сильном различии значений реальной части потенциалов в области чувствительности (2-5 фм) (рисунки 3а, 4а, 5а), все они одинаково хорошо описывают экспериментальные данные;
- радиальные зависимости мнимой части всех трех потенциалов сильно отличаются (рисунки 3б, 4б, 5б), при этом, они пересекаются при $r = 5$ фм на радиусе сильного поглощения ($R_{SA} \approx 5$ фм), вследствие чего наборы потенциалов одинаково хорошо воспроизводят дифракционную структуру экспериментальных угловых распределений;
- радиальные зависимости реальной и мнимой частей наборов потенциалов различны, но их отношения $V(r)/W(r)$ в области от 3 до 5 фм близки (рисунки 3в, 4в, 5в). Это прямо указывает на существование неоднозначности типа V/W , когда изменение в некоторых пределах реальной части потенциала может быть скомпенсировано соответствующими изменениями мнимой части так, что качество подгонки остается неизменным;
- найденным потенциалам соответствуют различные S – матрицы (рисунки 3г, 4г, 5г), однако при $L = 12$ их значения одинаковы $|S(L)| \approx 1/2$.

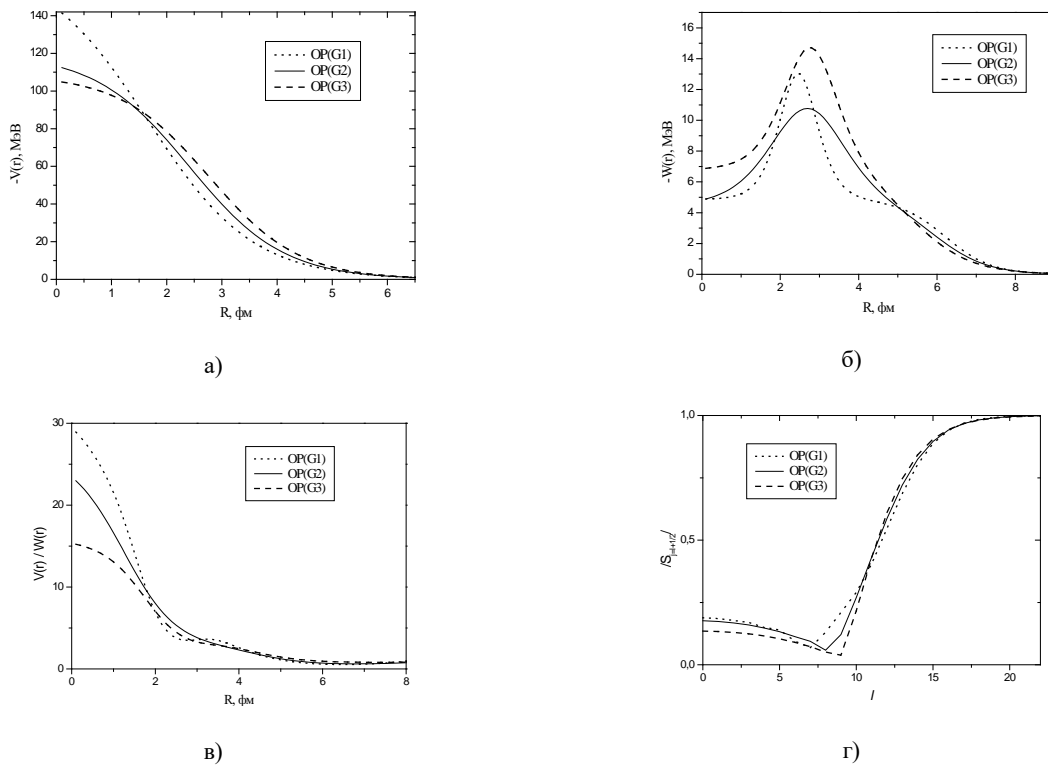


Рис. 3 а) радиальные зависимости действительной части потенциалов $V(r)$; б) радиальные зависимости мнимой части потенциалов $W(r)$; в) отношения $V(r)/W(r)$; г) элементы матрицы рассеяния $|S_{l+1/2}|$. Сплошная, штриховая и штрихпунктирные линии соответствуют потенциалам G2, G1, G3

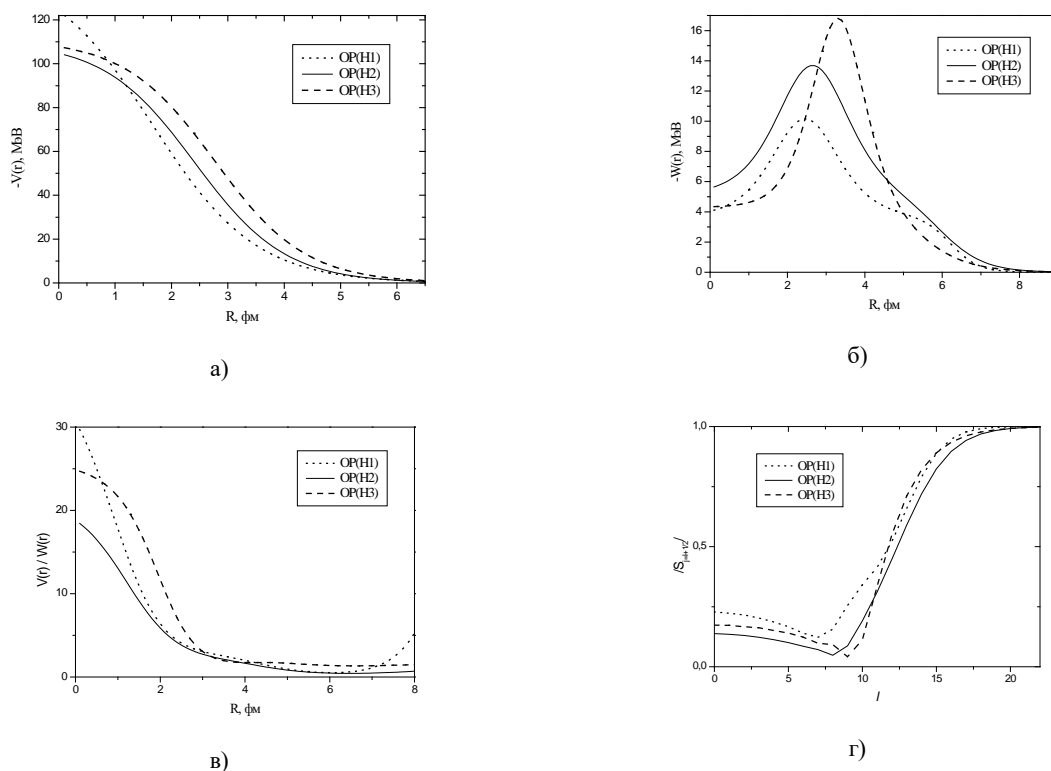


Рис. 4 а) радиальные зависимости действительной части потенциалов $V(r)$; б) радиальные зависимости мнимой части потенциалов $W(r)$; в) отношения $V(r)/W(r)$; г) элементы матрицы рассеяния $|S_{l+1/2}|$. Сплошная, штриховая и штрихпунктирные линии соответствуют потенциалам H2, H1, H3

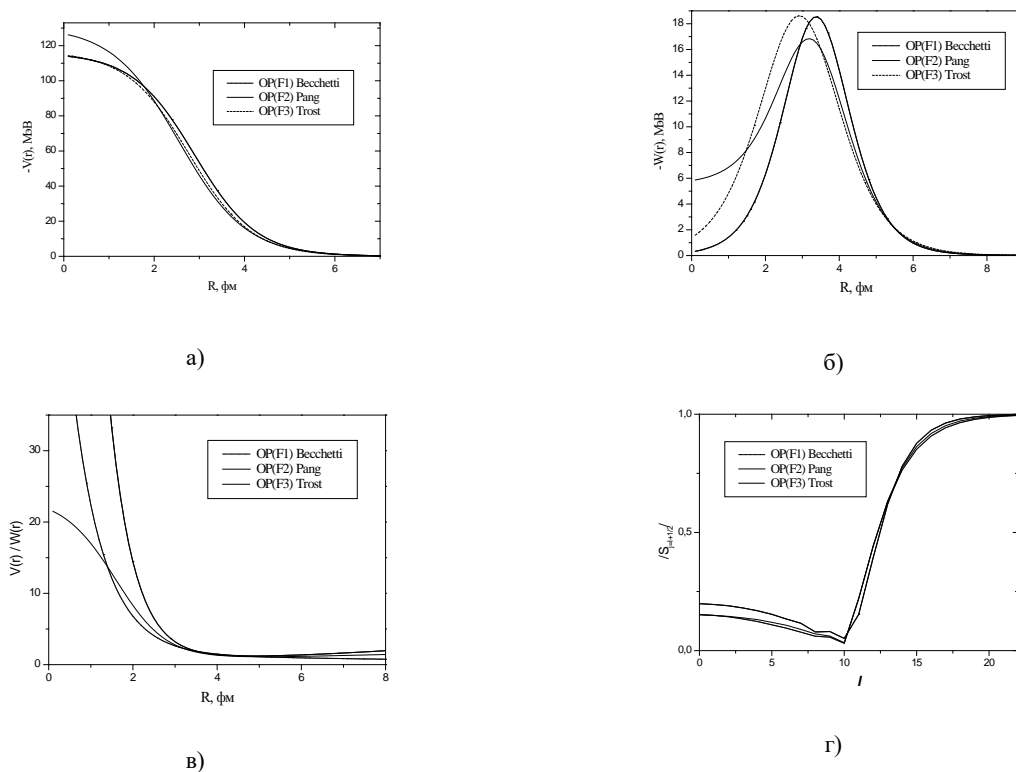
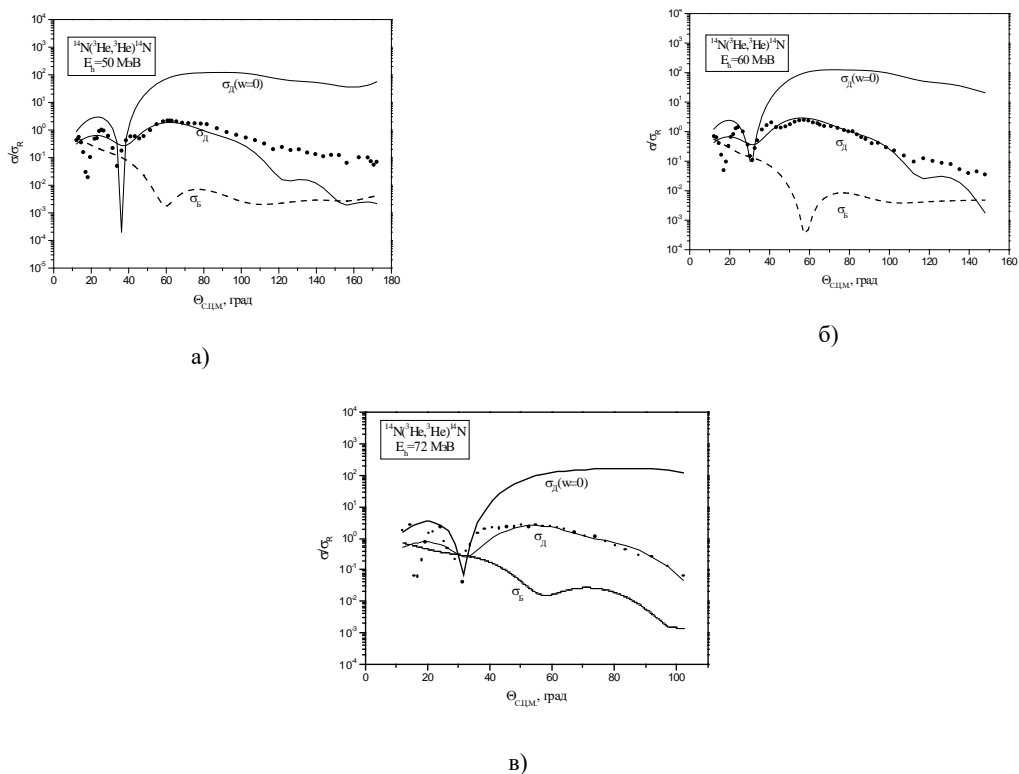


Рис. 5 а) радиальные зависимости действительной части потенциалов $V(r)$; б) радиальные зависимости мнимой части потенциалов $W(r)$; в) отношения $V(r)/W(r)$; г) элементы матрицы рассеяния $|S_{l+1/2}|$. Сплошная, штриховая и штрихпунктирные линии соответствуют потенциалам F2, F1, F3

На рисунке 6 приведено разложение вычисленных сечений на так называемые “ближнюю” и “дальнюю” компоненты, соответствующие рассеянию на ближнем и дальнем (от детектора) краях ядра. Видно, что в районе радужного максимума сечения целиком определяются дальней компонентой и, следовательно, обусловлены преломляющими свойствами ядерного потенциала. Радужный максимум проявляется наиболее четко в дальней компоненте, рассчитанной с равной нулю мнимой частью.



Разложение сечений на ближнюю и дальнюю компоненты: σ_d – дальняя и σ_b – ближняя компоненты.

Наверху показаны расчетные сечения для дальней компоненты с нулевым поглощением ($W=0$).

Рис. 6 Дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов ^3He на ядре ^{14}N при энергии 50 (а), 60 (б) и 72 (в) МэВ

Литература.

- 1 Дуйсебаев А.Д, Буртебаев Н., Иванов Г.Н., Бергер В.Д., Арзуманова З.М., 1984. Газовая мишень. Изв.АН КазССР. Сер. физ. – мат. 4, 73-74.
- 2 Hodgson P.E., 1971. The nuclear optical model. Rep. Of Progress in Physics. 34, 765-819.
- 3 Perey F.G., 1976. SPI-GENOA an optical model search code. NBI version.
- 4 Trost H-J., Lezoch P., Strohhusch U., 1987. Simple optical model treatment of the elastic ^3He scattering. Nucl. Phys. 462, 333.
- 5 Pang D.Y., Dean W.M., Mukhamedzhanov A.M., 2015. Optical model potential of A=3 projectiles for 1 p-shell nuclei. Phys. Rev. 91, 024611.
- 6 Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Ershov S.N., et.al., 1990. Rainbows in nuclear reactions and the optical potential. Phys. Scr. 32, 89.
- 7 Буртебаев Н., Дуйсебаев Б.А., Сакута С.Б., 2000. Упругое рассеяние ^3He на ^{13}C при E=50 и 60 МэВ и V-W-неоднозначность выбора оптических потенциалов. ЯФ, Т.63, 625-632.

ВЫЧИСЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА ЯДЕР $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ И $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Демьянова А.¹, Каноков З.²

НУУЗ. им. Мирзо-Улугбека,

Ташкент, Узбекистан. orxideya28@gmail.com¹, zokirjon@yandex.com²

Настоящая работа направлена на исследование скорости пикноядерной реакции необходимой для решения проблемы расчёта величины скоростей. Надежные теории для расчета свойств такого вещества отсутствуют (хотя предложено много разных теоретических моделей). В частности, не исключено, что нейтронные звезды имеют кварковое ядро. Возможно и существование странных звезд, целиком или почти целиком состоящих из странной кварковой материи.

Работа описывает реакции, происходящие в сверхплотных веществах при низких температурах и малых энергиях. Предлагаются результаты вычисления скорости пикноядерных реакций трех видов C+C, O+O, C+O. Основная проблема — неизвестен состав и уравнение состояния вещества сверхъядерной плотности в ядрах нейтронных звезд (а, в более общей постановке - нейтронных и/или странных звезд). Эта проблема и привлекает особое внимание к нейтронным звездам в настоящее время, и, возможно, будет решена в ближайшем будущем.

В данной работе, мы будем рассматривать реакции, протекающие в твердой коре нейтронных звезд и кристаллических ядрах белых карликов. Но нас интересуют только реакции синтеза ядер – пикноядерные реакции.

В плотном веществе ядерные реакции могут идти даже при нулевой температуре. Эти реакции происходят в силу того, что нулевые колебания ионов с энергией $E_0 \sim \hbar\omega_0$ около узла решетки позволяют им преодолевать кулоновский барьер соседних ионов.

$$W = (Y) \times 4\pi R_n^2 \times P_n = (X) \times \exp(-2\pi\eta) \times 4\pi R_n^2$$

где: W — скорость реакции (вероятность в секунду) падающего иона Z_1 с ядром (ионом) Z_2 , Y – прошедший поток при R_n , X - падающий поток.

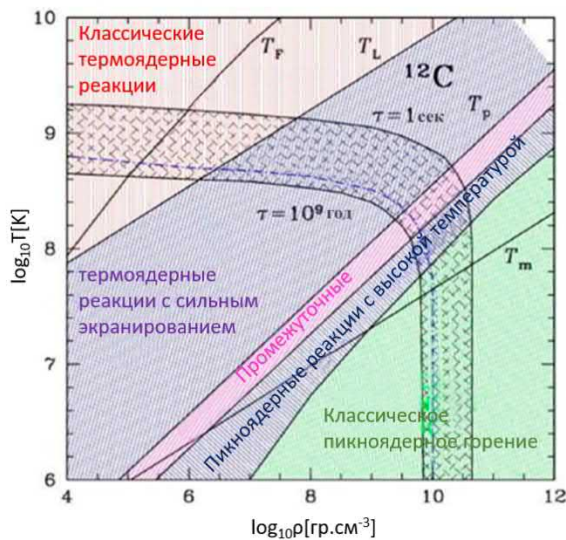


Рис. 1. Наглядное представление температурной зависимости плотности материи и реакции, происходящие при таком состоянии вещества.

Сечение $\sigma(E)$ для реакции слияния двух ядер, $(A_1, Z_1) + (A_2, Z_2)$ в центре масс энергии E можно выразить через астрофизический фактор S (E) как

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E)$$

где $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / (\hbar v)$ - параметр Зоммерфельда, $v = \sqrt{2E/\mu}$ - относительная скорость реагирующих ядер при больших расстояниях, а μ - приведенная масса.

$$W \equiv \sigma(E) \times (X) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta) \times (X)$$

Сравнение этих выражений дает

$$S(E) = 4\pi R_n^2 P_n E$$

$$W = (X) \times T \times 4\pi R_n^2 P_n = v |\psi_{inc}|^2 \frac{TS(E)}{E}$$

где: $|\psi_{inc}|^2$ – волновая функция основного состояния гармонического осциллятора T при $r > R_n$, $S(E)$ – астрофизический ядерный S-фактор.

Таблица 1: Реакции синтеза $(A_1, Z_1) + (A_2, Z_2)$ [1]

Тип реакции	A_1 значения	A_2 значения	E_{max} МэВ	Кол-во таких реакций	Номер таблицы
C+C	10-24	10-24	17.9	36	II
C+O	10-24	12-28	17.9	72	III
O+O	12-28	12-28	19.9	45	VI

В этом выражении E представляет собой энергию центра масс реагирующих ядер, выраженную в МэВ, а $E_c, D; B_1, B_2, B_3; C_1, C_2, C_3$ и C_4 - девять подходящих параметров для каждой реакции были взяты из работы [1]

$$S(E) = \exp\left(B_1 + B_2 E + B_3 E^2 \frac{C_1 + C_2 E + C_3 E^2 + C_4 E^3}{1 + \exp[(E_c - E)/D]}\right) \quad (1)$$

Это аналитическое выражение для аппроксимации $S(E)$ факторов.

Любая скорость реакции R зависит от условий окружающей среды, таких как температура, плотность и состав звездного вещества.

Для того чтобы понять влияние неопределенностей, связанных с независимыми от температуры скоростями пикноядерного ядра, были рассчитаны пикноядерные реакции для трех реакций. Эти реакции были $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ и $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, рассчитанные по формуле

$$R_{ij}^{пик} = 10^{46} C_{пик} \frac{L T_\rho X_N X_i X_j A_i A_j \langle A \rangle Z_i^2 Z_j^2}{(1 + \delta_{ij})(A_i + A_j)^2} S(E_{ij}^{пк}) \lambda_{ij}^{3 - C_{pl}} \times \exp\left(\frac{-C_{exp}}{\lambda_{ij}^{1/2}}\right) \text{см}^{-3} \text{сек}^{-1} \quad (2)$$

Таблица 2. Параметры для формулы (2)

№	C_{exp}	$C_{пик}$	C_{pl}	C_T	Λ	α_{wij}	α_{dij}	Модель	Ссылка
1	2,638	3,90	1,25	0,724	0,5	1	1	ОЦКР	[3][4]
2	2,516	4,76	1,25	0,834	0,5	1	1	ОЦКР	[3] [4]
3	2,517	4,58	1,25	0,834	0,5	1	1	ОЦКР	[4]
4	2,659	5,13	1,25	0,707	0,5	1	1	ОЦКР	[4]
5	2,401	7,43	1,25	0,960	0,5	1	1	ГЦКР	[4]
6	2,265	13,5	1,25	1,144	0,5	1	1	ГЦКР	[4]
7	2,260	12,6	1,25	1,151	0,5	1	1	ГЦКР	[4]
8	2,407	13,5	1,25	0,953	0,5	1	1	ГЦКР	[4]
9	2,460	$1,8 \times 10^3$	1,809	0,893	0,5	1	1	ОЦКР	[5]
10	2,450	50	1,25	0,840	0,35	1,05	0,95		[2]
11	2,650	0,5	1,25	0,738	0,65	0,95	1,05		[2]

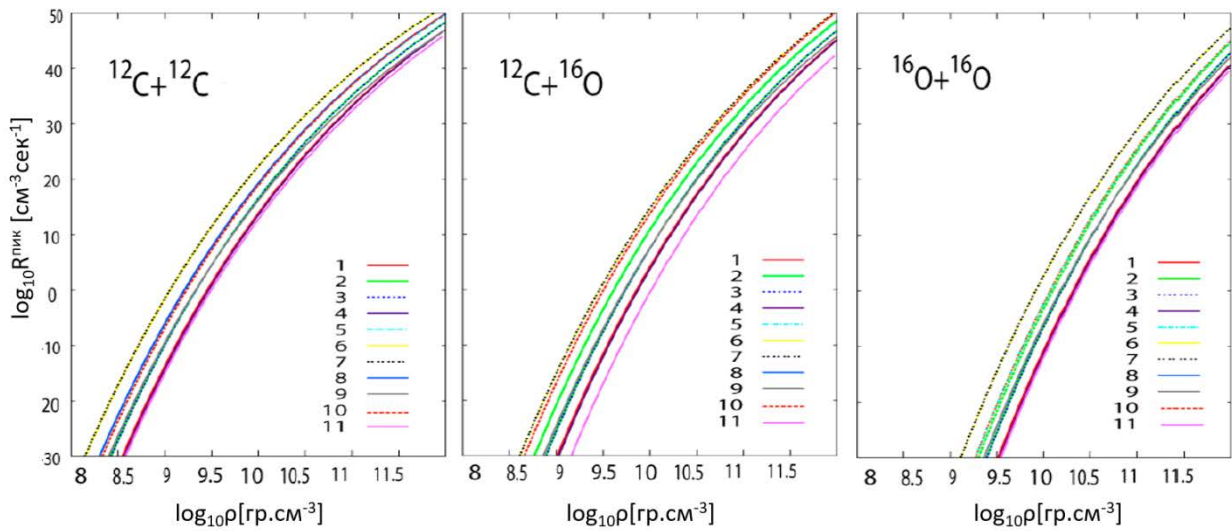


График 1. Расчет скорости пикноядерной реакции $T = 0$ для трех реакций, построенный по логарифмической плотности - шкала логарифмической скорости реакции. Расчет проводился по формуле скорости (2), где параметры модели были взяты из таблицы 1. Коэффициенты $S(E)$ определялись из формулы (1).

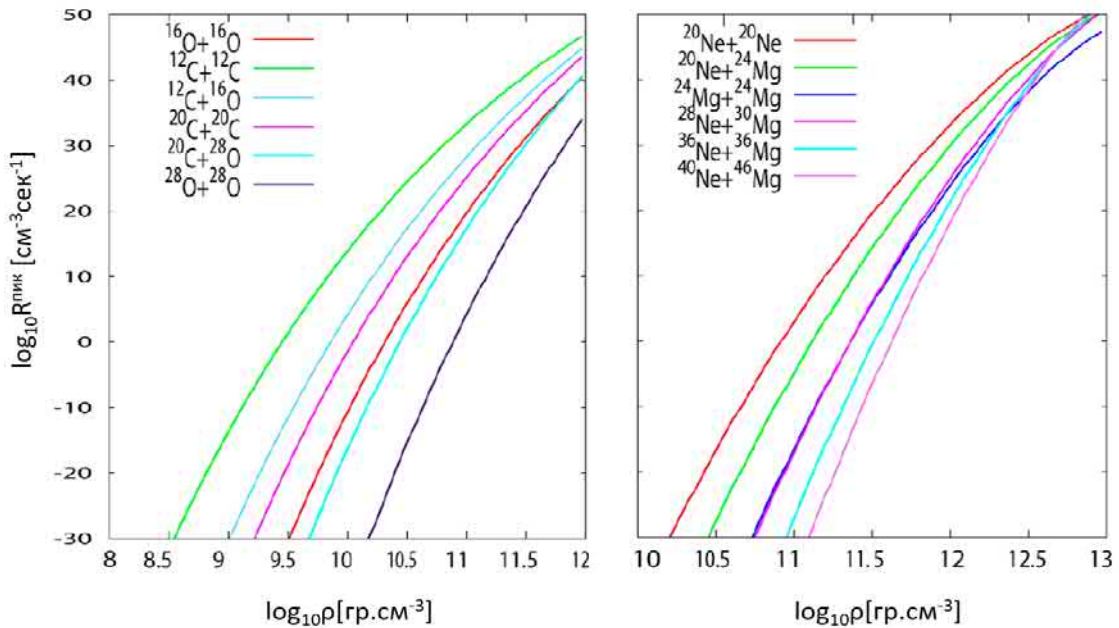


График 2. Сравнение расчета скорости пикноядерной реакции при $T = 0$ для некоторых систем синтеза $C + C$, $C + O$, $O + O$ (левый график), $Ne + Ne$, $Ne + Mg$ и $Mg + Mg$ (правый график). [6,7]

Литература

1. M. Beard, A. V. Afanasjev, L. C. Chamon, L. R. Gasques, M. Wiescher, and D. G. Yakovlev *Astrophysical S-factors for fusion reactions involving C, O, Ne and Mg isotopes*
2. L. R. Gasques, A. V. Afanasjev, M. Beard, J. Lubian, T. Neff, M. Wiescher, and D. G. Yakovlev, *Phys. Rev. C* 76, 045802 (2007).
3. W. A. Fowler and F. Hoyle, *Astrophys. J. Suppl.* 9, 201 (1964); Appendix C.
4. D. G. Yakovlev, L. R. Gasques, A. V. Afanasjev, M. Beard, and M. Wiescher, *Phys. Rev. C* 74, 035803 (2006).
5. L. R. Gasques, A. V. Afanasjev, M. Beard, J. Lubian, T. Neff, M. Wiescher, and D. G. Yakovlev, *Phys. Rev. C* 76, 045802 (2007).
6. S. Schramm and S. E. Koonin. *The Astrophysical Journal*, 365:296–300, 1990.
7. S. Ogata, H. Iyetomi, and S. Ichimaru. *The Astrophysical Journal*, 372:259–266, 1991.

ASYMPTOTIC NORMALIZATION COEFFICIENT FOR $^{13}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + p$ FROM THE $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{13}\text{N}$ PROTON TRANSFER REACTION

S.V. Artremov¹, N. Burtebayev², F.Kh. Ergashev¹, S.B. Igamov^{1,3}, O.R. Tojiboev¹, E. Piasecki⁴, K. Rusek⁴, S.B. Sakuta⁵, K.I. Tursunmakhatov^{1,6}, M. Wolinska-Cichocka⁴, R. Yarmukhamedov¹

¹Institute of nuclear physics,
Tashkent 100214, Uzbekistan

²Institute of nuclear physics,
Almaty 050032, Kazakhstan

³Tashkent filial of MEPhI,
Tashkent 100214, Uzbekistan

⁴Heavy Ion Laboratory of Warsaw University,
Warsaw PL-20-093, Poland

⁵National Research Center “Kurchatov Institute”,
Moscow 123182, Russia

⁶Gulistan State University,
Gulistan 120100, Uzbekistan

Annotation

The reaction $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{13}\text{N}$ at $E_{\text{lab}}=41.3$ MeV was investigated for the ground states of ^9Be and ^{13}N . New experimental data were analyzed for the angular distributions of the reaction cross-sections were obtained. The analyses of the data has been implemented in the framework of the post form of the modified DWBA and a new value of the asymptotic normalization coefficient for $^{12}\text{C} + p \rightarrow ^{13}\text{N}$ has been obtained.

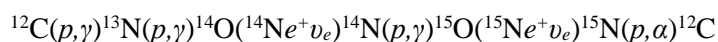
Key words: nuclear reaction $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{13}\text{N}$, angular distribution, optical potentials, asymptotic normalization coefficient, astrophysical S-factor

1 Introduction

The $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ reaction is one of the key reactions in nuclear astrophysics, which plays an important role in the cold CNO cycle via the sequence [1, 2]



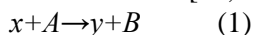
both for nucleosynthesis in massive stars [1, 2] and as a source of the low-energy solar neutrinos [3-5]. The $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ reaction is also the main link of two branches of the CNO cycle transforming from cold to hot form with the temperature increase, which is determined by the sequence [2]



The study of the $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ reaction is also of interest for obtaining information about the formation of the ^{13}C nuclei required for the $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ process, competing with the most popular $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaction as a neutron source for the s-processes in the low-mass AGB stars [6].

Since 1950, the proton radiative capture $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ reaction was experimentally studied in a wide range of energies up to the minimum value of $E_p \sim 70$ keV in c.m. by measuring prompt reaction γ -quanta (see [7] and references therein) and by activation methods (see [8] and references therein). However, there is an obvious discrepancy in the experimental data at the lowest energies, and reliable experimental data are needed to determine the behavior of the astrophysical S-factor $S(E)$ at energies $E_{\text{c.m.}}$ below ~ 200 keV, as well as between the two aforesaid resonances and above the second resonance.

In the last two decades, a number of methods of analysis of experimental data were proposed to obtain the “experimental” values of the asymptotic normalization coefficients (ANC) for their application to nuclear astrophysics (see, for example, Refs. [9-11] and the references therein). One of such methods uses the modified DWBA [12, 13] for the peripheral transfer reaction



considered in the framework of the three-body (A , a and y) model, where $x=(y+a)$ is a projectile, $B=(A+a)$, and a is a transferred particle. In the modified DWBA, the absolute values of differential cross sections (DCSs) are expressed as the product of the squared ANCs, which determine the amplitude of the tail of the overlap functions corresponding to the wave functions of the B and x nuclei in the binary ($A+a$) and ($y+a$) channels [14], respectively.

To determine the ANC for $^{12}\text{C}+p\rightarrow^{13}\text{N}$, we measured the angular distributions of the differential cross section (DCS) of the transfer $^{12}\text{C}(^{10}\text{B},^9\text{Be})^{13}\text{N}$ reaction at the incident ^{10}B energy of 41.3 MeV in the angular interval covering the forward hemisphere. Then the ANC C_{112}^2 was obtained from these data using the post form of the modified DWBA.

2 Experimental method

Measurements of the angular distribution of ^9Be ions from the reaction $^{12}\text{C}(^{10}\text{B},^9\text{Be})^{13}\text{N}$ were carried out on the derived ion beam ^{10}B of the U-200P accelerator of Heavy-Ion Laboratory at the University of Warsaw. The energy of ^{10}B ions was 41.3 MeV with an energy spread of less than 1%. The beam was directed to the carbon target in the scattering chamber of the multi-detector ICARE setup [15, 16], and the reaction products were registered by four ΔE - E telescopes consisting of silicon detectors (E) and ionization chambers (ΔE), and mounted in pairs on two remotely rotating platforms. Also, three monitor silicon detectors were installed outside the telescope rotation plane at an angle 15° to measure and control the beam energy, as well as the target state. The self-consistent films of natural carbon, which thicknesses are about 0.14 mg/cm^2 were used as ^{12}C targets. The measured energy spectra were treated with the program ROOT [17]. A typical two-dimensional (ΔE , E) spectrum is shown in Fig 1.

One can see the good separation of the reaction products with charges of $Z = 4-7$ which is needed for the required differential cross sections obtaining. A typical energy spectrum of ^9Be nuclei arising in $^{12}\text{C} + ^{10}\text{B}$ interaction is shown in Fig 2. The energy resolution in the spectrum is approximately 500 keV, which is mainly defined by the own resolution of the E -detectors of telescopes, the energy spread of accelerated ions ^{10}B , and kinematic broadening. The most intense groups of the detected ions ^9Be correspond to formation of the ^{13}N nucleus in the ground state ($J^\pi=1/2^-$), and in two unresolved states 3.50 MeV ($3/2^-$) and 3.55 MeV ($5/2^+$). The groups corresponding to the excited states of the ^9Be nucleus are weakly excited.

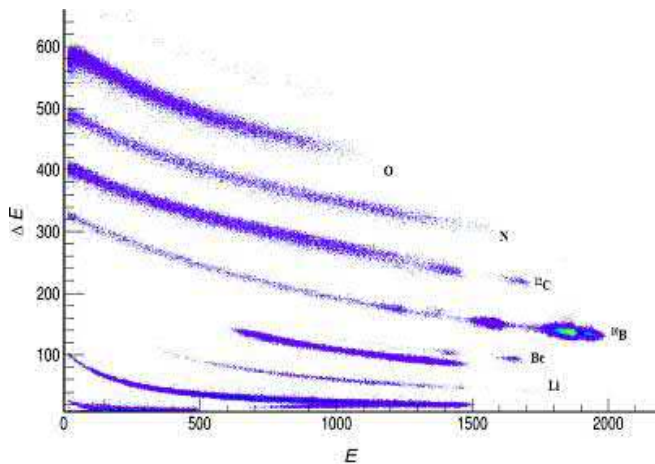


Fig. 1 The typical two-dimensional (ΔE - E) spectrum of particles from the $^{12}\text{C}+^{10}\text{B}$ reaction at $E_{\text{lab}}(^{10}\text{B}) = 41.3\text{ MeV}$, measured at an angle $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$.

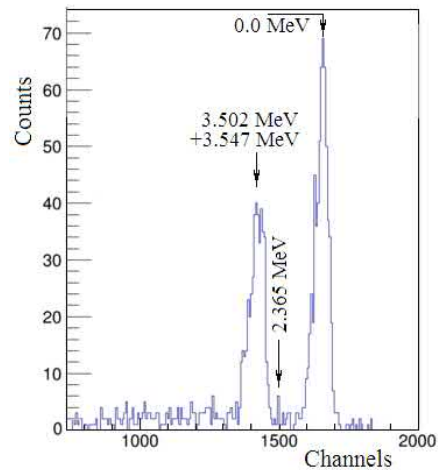


Fig. 2 Fragment of the ^9Be nuclei energy spectrum from the $^{12}\text{C}(^{10}\text{B},^9\text{Be})^{13}\text{N}$ reaction at $E_{\text{lab}}(^{10}\text{B}) = 41.3\text{ MeV}$ measured at an angle $\theta_{\text{lab}} = 13^\circ$.

Angular distribution for ^9Be from the $^{12}\text{C}(^{10}\text{B},^9\text{Be}_{\text{g.s.}})^{13}\text{N}_{\text{g.s.}}$ reaction was measured in the angular range of 5° – 40° in the laboratory system. The statistical error was $\sim 3 - 5\%$ in the spectra measured at the forward angles and somewhat more at larger angles, but nowhere exceeded 12 - 17%. The corresponding error bars are smaller than the size of the experimental points at small angles. According to our estimates, the systematic errors in DCS are mainly determined by target thickness uncertainties and do not exceed 10%. Additional control in determining the absolute value of experimental errors is performed by comparing the cross section of elastic scattering of ^{10}B ions on ^{12}C nuclei at small angles with the cross section of Rutherford scattering. As a whole, we estimated the systematic error of measured cross-sections to be not larger than 10%.

3 Analysis of the $^{12}\text{C}(^{10}\text{B},^9\text{Be})^{13}\text{N}$ reaction and asymptotic normalization coefficient for $^{12}\text{C}+p\rightarrow^{13}\text{N}$

In this section, we present the results of the analysis of the experimental DCS of the proton transfer $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{13}\text{N}$ reaction measured in the present work at the projectile ^{10}B energy of 41.3 MeV. The analysis has been done within the modified DWBA using the LOLA code [18].

In the modified DWBA [13], the DCS for the peripheral proton particle transfer $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{13}\text{N}$ reaction ($^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be}+p$ and $^{13}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C}+p$) in the angular region of the main peak of the angular distribution can be written in the form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C_{^{12}\text{Cp}}^2 R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{^9\text{Be}p}, b_{^{12}\text{Cp}}), \quad (2)$$

$$R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{^9\text{Be}p}, b_{^{12}\text{Cp}}) = C_{^9\text{Be}p}^2 \frac{\sigma_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{^9\text{Be}p}, b_{^{12}\text{Cp}})}{b_{^9\text{Be}p}^2 b_{^{12}\text{Cp}}^2}, \quad (3)$$

where $\sigma_p^{(DWBA)}$ is the single-particle DWBA cross section [16]; $C_{^{12}\text{Cp}}$ and $C_{^9\text{Be}p}$ are the ANCs for $^{12}\text{C}+p \rightarrow ^{13}\text{N}$ and $^9\text{Be}+p \rightarrow ^{10}\text{B}$, which determine the amplitudes of the tails of the radial ^{13}N and ^{10}B nucleus wave functions in the ($^{12}\text{C}+p$) and ($^9\text{Be}+p$) channels [14] and $b_{^{12}\text{Cp}}$ and $b_{^9\text{Be}p}$ are the single-particle ANCs for the shell-model wave functions for the two-body [$^{13}\text{N}=(^{12}\text{C}+p)$ and $^{10}\text{B}=(^9\text{Be}+p)$] bound states, which determine the amplitudes of their tails; E_i is the relative kinetic energy of the colliding particles and θ is the center-of-mass scattering angle.

If the reaction is peripheral in the angular region near the main peak, then the contribution of the internal part into the $R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{^9\text{Be}p}, b_{^{12}\text{Cp}})$ must be strongly suppressed. In this case, the conditions of peripherality are formulated by:

$$R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{^9\text{Be}p}, b_{^{12}\text{Cp}}) = f(E_i, \theta), \quad (4)$$

where the left-hand side of (4) must not depend on $b_{^{12}\text{Cp}}$ for each fixed energy E_i and scattering angle θ belonging to the main peak. Then from (2) and (3) the following condition

$$C_{^{12}\text{Cp}}^2 = \frac{d\sigma/d\Omega}{C_{^9\text{Be}p}^2 R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{^9\text{Be}p}, b_{^{12}\text{Cp}})} = \text{const} \quad (5)$$

must be fulfilled for each fixed energy E_i , $\theta(\theta = \theta_j^{\text{exp}}, j=1,2,\dots)$ and the function of $R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{^9\text{Be}p}, b_{^{12}\text{Cp}})$ from (4). Therefore, Eqs. (4) and (5) can be used for determination of the squared ANCs $C_{^{12}\text{Cp}}^2$, since, in the external part of the matrix element the optical potential ambiguity and the dependence of the $R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{^9\text{Be}p}, b_{^{12}\text{Cp}})$ function on $b_{^{12}\text{Cp}}$ will be reduced to minimum.

We performed the calculations with five different sets of the optical potentials of the reaction $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{13}\text{N}$. They are presented in Table 1.

At first, we have tested validity of the condition (4) for the experimental points from the main peak of the angular distribution of the reaction and the sets of the optical potentials of Table 1. For calculation of the shell model bound [$^{13}\text{N}(^{12}\text{C}+p)$] state wave functions the Woods-Saxon potential with the Thomas spin-orbital term is used for each fixed value of the geometric parameters (the radius r_0 and the diffuseness a) by adjusting the well depth to the experimental binding energy (1.944 MeV for the nucleus ^{13}N). The parameters for ^{13}N are varied within the physically acceptable limits of $1.1 \leq r_0 \leq 1.4$ fm and $0.6 \leq a \leq 0.7$ fm with respect to their “standard” values ($r_0=1.25$ fm and $a=0.65$ fm). As illustration, Fig. 3 shows plots of the $R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{^{12}\text{Cp}})$ dependence on the single-particle ANC $b_{^{13}\text{N}}$ obtained for the optical potentials of the set A1B1 from Table 1, for the angle θ^{exp} belonging to the main peaks of the corresponding angular

distribution. The width of the bands for these curves is the result of the weak "residual" dependence of $R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{12Cp})$ on the parameters r_0 and a (up to $\pm 1\%$) for $b_{13N}(r_0; a) = const$ [19].

Tab. 1: Optical potential parameters used in DWBA calculations, where V, W are in MeV, r and a are in fm. A1, A2 and A3 correspond to the optical potentials for $^{10}\text{B}+^{12}\text{C}$, and B1, B2 represent the ones for $^9\text{Be}+^{13}\text{N}$.

Channel	Entrance			Exit	
	A1	A2	A3	B1	B2
V_R	100	66.31	78.68	127.0	60.0
r_R	1.15	1.19	1.176	0.80	1.18
a_R	0.428	0.429	0.429	0.78	0.60
W_V	15	27.0	37.8	13.9	32.6
r_{Wv}	1.30	1.26	1.246	1.25	1.18
a_{Wv}	0.248	0.285	0.285	0.75	0.60
r_C	1.25	1.25	1.25	1.0	1.1

Thus, the detailed study of the peripheral character of the considered reaction makes it possible to extract the values of ANCs C_{12Cp}^2 by using the experimental differential cross sections and values of the function $R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{12Cp})$ in the right-hand side of the relation (5) for the different scattering angles from the forward hemisphere.

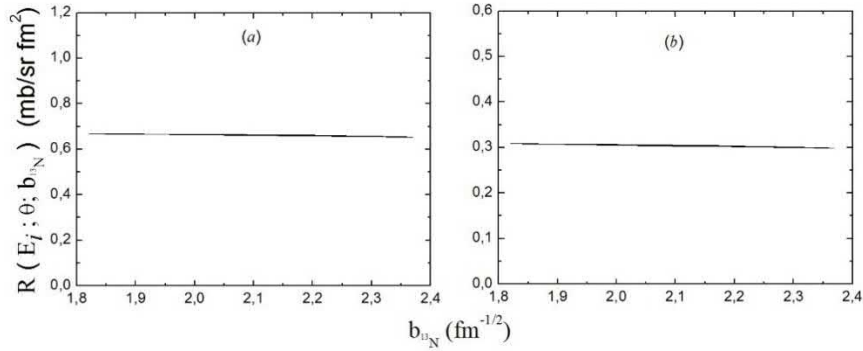


Fig. 3 The $R_p^{(DWBA)}(E_i, \theta; b_{12Cp})$ as a function of the single-particle ANC b_{13N} at two different angles θ : (a) and (b) for $\theta=9.25^\circ$ and 12.96° , respectively.

The results of calculations and their comparison with the experimental data of the present work are displayed in Fig. 4. As is seen from this figure, the calculated cross section is in a good agreement with the experimental data in the main peak region of the angular distribution for all sets of the optical potentials.

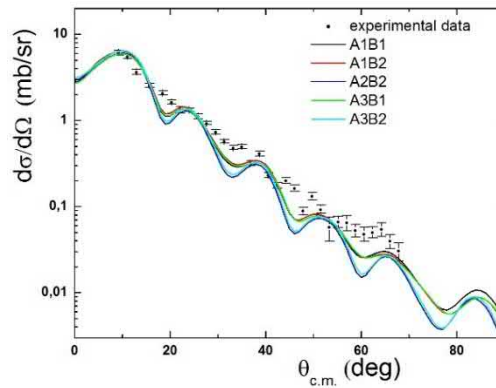


Fig. 4 Experimental and calculated DCS of the reaction $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be}_{g.s.})^{13}\text{N}_{g.s.}$.

The squared ANC C_{13N}^2 for $^{12}\text{C}+p \rightarrow ^{13}\text{N}$ and spectroscopic factors obtained from the present experimental data are listed in Table 2. The uncertainties for the squared ANC's include the experimental error and the estimated error from the theoretical calculation.

Tab. 2: The weighted mean values of the squared ANCs for $^{12}\text{C}+p\rightarrow^{13}\text{N}$ obtained from the angular distribution of the $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{13}\text{N}$ reaction using the combination of optical potentials for the entrance and exit channels.

Optical potentials	$C_{^{13}\text{N}}^2$ fm ⁻¹	$S_{^{13}\text{N}}$
A1B1	2.334±0.23	0.6±0.06
A1B2	2.335±0.24	0.6±0.06
A2B2	2.287±0.23	0.58±0.06
A3B1	2.328±0.24	0.59±0.061
A3B2	2.278±0.24	0.58±0.06
Average	2.312±0.24	0.59±0.06

The obtained value of the ANC $C_{^{13}\text{N}}^2$ for $^{12}\text{C}+p\rightarrow^{13}\text{N}$ will be used to determine the astrophysical S factor of the radiative capture reaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$.

References

1. W.A. Fowler, 1984. Experimental and theoretical nuclear astrophysics: the quest for the origin of the elements. Rev. Mod. Phys. 56, 149.
2. C. Rolfs, W.S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, University of Chicago Press, Chicago and London, 1988.
3. J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault. 1992. Standard solar models, with and without helium diffusion, and the solar neutrino problem. Rev. Mod. Phys. 64, 885.
4. J.N. Bahcall et al. 1998. How uncertain are solar neutrino predictions? Phys. Lett. B433, 1-8.
5. T.A. Kirsten 1999. Solar neutrino experiments: results and implications. Rev. Mod. Phys. 71, 1213.
6. R. Gallino et al. 1998. Evolution and nucleosynthesis in low asymptotic giant branch stars. II. Neutron capture and the s-Process. Astro. Phys. J. 497, 388.
7. N. Burtebaev et al. 2008. New measurements of the astrophysical S factor for $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaction at low energies and the asymptotic normalization coefficient (nuclear vertex constant) for the $p+^{12}\text{C}\rightarrow^{13}\text{N}$ reaction. Phys.Rev. C78, 035802.
8. S.V. Artemov et al. 2016. A modified activation method for reaction total cross section and yield measurements at low astrophysical relevant energies. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A825, 17-23.
9. L. D. Blokhintsev et al. 2010. Methods of determination of asymptotic normalization coefficients (nuclear vertex constants) $A+a\rightarrow B$ and their application to the $A(a, \gamma)B$ astrophysical S factors at solar energies. Uzb. J. Phys. 12, 217.
10. R. Yarmukhamedov, and Q.I. Tursunmahatov, The Universe Evolution: Astrophysical and nuclear aspects. Edit. I. Strakovsky and L. D. Blokhintsev. (New York, NOVA publishers, 2013), pp.219-270.
11. R.E. Tribble et al. 2014. Indirect techniques in nuclear astrophysics; a review. Rep. Prog. Phys. 77, 901.
12. S.V. Artemov et al. 1996. Analysis of the reactions $(^3\text{He},d)$ on 1p-shell nuclei by a method combining DWBA and dispersion relations. Yad. Fiz. 59, 454.
13. A.M. Mukhamedzhanov et al. 1997. Asymptotic normalization coefficients for $^{10}\text{B}\rightarrow^9\text{Be}+p$. Phys. Rev. C56, 1302.
14. L.D. Blokhintsev et al. 1977. Nuclear vertex constants. Fiz. Elem. Chastits At. Yadra. 8, 1189.
15. M. Rousseau et al. 2002. Highly deformed ^{40}Ca configuration in $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$. Phys. Rev. C66, 034612.
16. C. Bhattacharya et al. 2001. Deformation effects in ^{56}Ni nuclei production in $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ at 112 MeV. Phys. Rev. C65, 014611.
17. ROOT, A Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch/drupal/>.
18. R.M. DeVries 1973. Recoil Effects in Single-Nucleon-Transfer Heavy-Ion Reactions. Phys. Rev. C8, 951.
19. S.A. Goncharov et al. 1982. Nuclear vertex constants, spectroscopic factors and the distorted-wave Born approximation. Yad. Fiz. 35, 662.

НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО ВЫХОДУ РЕАКЦИЙ $^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}(p,\gamma)$, ПОЛУЧЕННЫЕ МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕТОДОМ АКТИВАЦИИ

С.В. Артемов¹, Н. Буртебаев², И. Холбаев³, Р.Ф. Руми³, А.А. Караходжаев¹,
О.Р. Тожибоев¹, Ф.Х. Эргашев¹, Р.И. Халиков³, С.К. Махмудов³, Ж.Б. Хахимов¹

¹Институт ядерной физики АН РУз,
Ташкент 100214, Узбекистан

²Институт ядерной физики МЭ РК,
Алматы 050032, Казахстан

³Национальный университет Узбекистана им. М. Улугбека,
Ташкент 100174, Узбекистан

Аннотация

Описаны варианты активационных методик измерения выходов астрофизически важных ядерных реакций радиационного захвата заряженных частиц, созданные на базе электростатического ускорителя ЭГ-2. Их особенностью является улучшение соотношения полезной информации и фона, что крайне важно при очень малых сечениях, характерных для ядерно-астрофизических процессов. Получены значения выходов реакций $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ и $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ при более низких энергиях, где ранее данные отсутствовали.

Ключевые слова: Ядерно-астрофизические реакции; радиационный захват; активационная методика; гамма-спектрометр совпадений; выход реакции.

1 Введение

Для получения достоверных значений скоростей астрофизически важных ядерных реакций, и в частности, радиационного захвата протона ядрами ^{12}C и ^{16}O , необходимо получение данных об этих реакциях при возможно более низких энергиях различными экспериментальными методами. Оба упомянутых процесса играют важную роль в процессе звездного нуклеосинтеза и энерговыделения. Например, реакция $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ в начальной фазе CN- цикла до достижения равновесия контролирует образование ^{14}N в последующем ходе этого цикла. Это важно, поскольку захват протона этим ядром, $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ контролирует скорость цикла и выделение энергии при солнечных температурах. Реакция $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ - одно из звеньев CNO-циклов горения водорода, играет важную роль в эволюции звезд, относящихся к т.наз. Асимптотической Гигантской Ветви (Asymptotic Giant Branch – AGB [1]), к которой относится и Солнце. Надежное определение скорости радиационного захвата протона ядром ^{16}O позволит понять причины аномального соотношения $^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$ в легких AGB звездах. Кроме того, реакция $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ является прекрасным тестом надежности АНК-метода вычисления S-факторов прямого радиационного захвата.

Прецизионное измерение выходов радиационного захвата протона легкими ядрами, экстраполяция их энергетической зависимости в области $E_p \ll 1$ МэВ и сопоставление скоростей реакции, рассчитываемых по выходам и полным S- факторам существенно увеличит достоверность таких данных в недоступной для лабораторных измерений области энергий.

Для радиационного захвата частицы a ядром A , $A+a \rightarrow B+\gamma$ выход реакции при энергии налетающих частиц E определяется выражением:

$$Y_B(E) = n_A \int_0^E dE' / f_x(E') \times \sigma^{A+a \rightarrow B}(E') = n_A \int_0^E W_1(E') \times \sigma^{A+a \rightarrow B}(E') dE' \quad (1)$$

где n_A – концентрация ядер A в веществе мишени, $f_x(E')$ – функция удельных ионизационных потерь частиц пучка на единице длины в веществе мишени, $\sigma^{A+a \rightarrow B}(E')$ – полное сечение реакции.

В литературе имеется большое количество данных по измерениям и анализу астрофизических S-факторов реакций $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ и $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ при низких энергиях (см. обзор [2] - “NACRE” compilation, обзор [3], работа [4] и содержащиеся в ней ссылки). Однако данные по выходам реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ имелись лишь в отдельных энергетических интервалах, и имели большие экспериментальные погрешности. Для реакции $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ нами вообще не обнаружены литературные данные по выходам в области энергий области $E_p < 2$ МэВ. В связи с этим нами было предпринято измерение выходов реакций $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ и $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ в области относительных энергий $E_p < 1$ МэВ.

2 Методика измерений и эксперимент.

Для измерения был использован разработанный нами ранее [5] и модифицированный в дальнейшем [6] вариант активационной методики для определения выходов $Y_B(E)$ путем регистрации совпадений аннигиляционных гамма квантов при образовании β^+ - активного конечного ядра.

Принципы и особенности использованной методики детально описаны в [5]. Экспериментальная установка, реализующая разработанный модифицированный активационный метод, была создана на электростатическом ускорителе ЭГ-2 «СОКОЛ» Национального Университета РУз (г. Ташкент). Принципиальным является циклическое повторение в автоматическом режиме облучения мишени и затем регистрации аннигиляционных квантов с задаваемыми периодами облучения и измерения. Длительности периодов оптимизируются для улучшения соотношения полезных и фоновых событий, а накопление отсчетов интегратора тока пучка и отсчетов аннигиляционных квантов в каждом периоде разбито на градации (индексы i и j , соответственно) для учета варьирования интенсивности пучка во времени и определения периодов полураспада конечных ядер.

Общее число циклов определяется необходимой статистикой. Регистрируемые автоматически переключающимися быстрыми счетчиками отсчеты от интегратора тока пучка и совпадений аннигиляционных квантов накапливаются в виде двумерных матриц событий $N_{\gamma\gamma}(i, j)$ по циклам в памяти ПК, затем анализируются специально разработанным программным

Анализ накопленной таким образом информации и извлечение из нее значений выходов реакции является нетривиальной задачей, поскольку учитывается много факторов, которые могут исказить результат: вариации тока пучка, идентификации нужного конечного ядра, эффекты накопления остаточных активностей от цикла к циклу и при смене режима измерений и др. Окончательное выражение для эффективной активности a_B ядер B , связанной с выходом Y_B исследуемой реакции, имеет достаточно сложную структуру:

$$a_B = C \cdot Y_B \cdot (1/\delta t_{irr}) \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot \delta t_{irr}}) \cdot e^{-\lambda \cdot t_{irr}} \cdot \sum_{i=1}^{i_{max}} \sum_{m=1}^i \left[e^{-\lambda \cdot \Delta t \cdot (j-m)} \cdot \sum_{k=1}^{k_{max}} \{ N_{m,k}^I \cdot e^{k \cdot \lambda \cdot \delta t_{irr}} \} \right] \quad (2)$$

здесь C – постоянная, учитывающая калибровку интегратора пучка, эффективность регистрации и выходы аннигиляционных квантов; $N_{m,k}^I$ есть “ k -ый” отсчет интегратора пучка в “ m -ом” цикле эксперимента; t_{irr} – время облучения в цикле; δt_{irr} – интервал разбиения времени облучения. Задание режимов проведения экспериментов и анализ накопленных массивов данных выполнялся специально разработанным программным обеспечением МАИСС.

На Рис. 1 приведена схема измерительной установки.

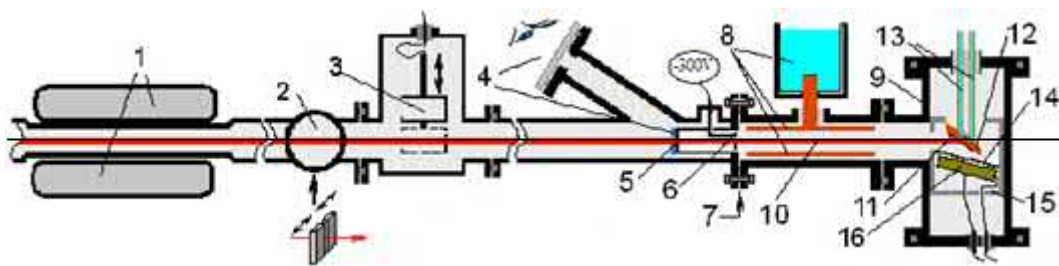


Рис. 1 – Система транспортировки пучка и экспериментальная установка.

1 - сепарирующий магнит, 2- целевой коллиматор. 3 – прерыватель пучка, 4 – смотровое окно, 5 – формирующая пучок диафрагма, 6 – охранный кольцо, 7 – электроизолирующее соединение, 8 – азотная ловушка, 9 – мишенная камера, 10 – траектория пучка, 11 – мишень, 12 – держатель мишени, 13 – система водяного охлаждения, 14 – экранирующая фольга, 15 – свинцовый конвертер позитронов, 16 – кремниевый детектор (не использован в данных измерениях)

В представленных измерениях методика была модифицирована. В одном варианте сцинтилляционные детекторы были заменены на полупроводниковые HPGe детекторы [6]. Высокая разрешающая способность HPGe детекторов, имеющих относительную эффективность 40% (FWHM у сцинтилляционного детектора – ~10 %, у HPGe детектор < 0.3 %) позволила резко уменьшить энергетические окна одноканальных амплитудных анализаторов для отбора совпадений

аннигиляционных гамма квантов (см. Рис. 3) и, соответственно, уменьшить скорость счета фоновых событий \sim в 40 раз при уменьшении эффективности регистрации $\gamma\gamma$ -совпадений в 7 раз.

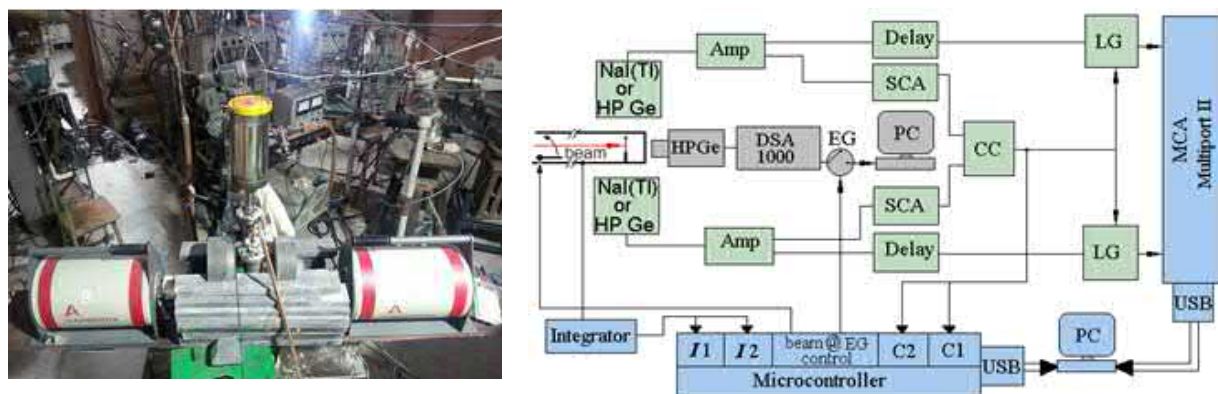


Рис. 2. Общий вид модифицированного варианта установки для измерения сечений и выходов реакций радиационного захвата с использованием HP Ge детекторов (слева) и блок-схема.

В другом варианте была использована комбинация из пары NaI(Tl) и HPGe детекторов, что незначительно увеличило скорость счета фоновых событий относительно комбинации HPGe+HPGe – детекторов (\sim в 1.5 раза) при увеличении эффективности регистрации в 2.2 раза.

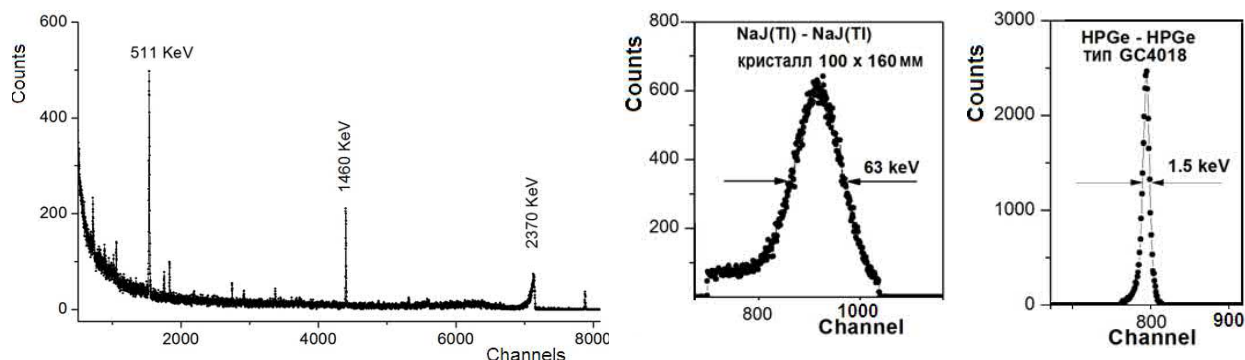


Рис. 3. Спектр гамма-лучей из реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ (слева) и окна совпадений при использовании сцинтилляционных и HP Ge детекторов.

3 Особенности измерения реакций

На рисунке 4 слева приведена схема нижних уровней ядра ^{13}N . Во взаимодействии протонов с ядром ^{12}C ниже 2 МэВ имеются два широких резонанса с энергиями $E_p = 0.457$ и 1.699 МэВ (л.с.к.). При $E_p < 0.457$ МэВ в результате захвата возникает лишь один γ -квант ($E_\gamma = (12/13) E_p - 1.944$ МэВ от захвата протона в основное состояние ядра ^{13}N , которое распадается β^+ -распадом (100%) в ядро ^{13}C с периодом полураспада $T_{1/2} = 9.965$ мин.

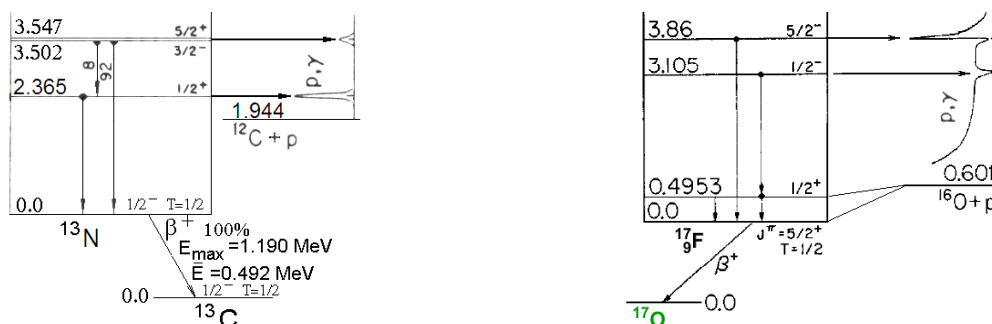


Рис. 4. Схемы распада ядер ^{13}N и ^{17}F , образующихся при радиационном захвате протона

Ядро ^{17}F , образующееся при радиационном захвате протона ядром кислорода ^{16}O , имеет время жизни $T_{1/2} = 64.5$ сек. И претерпевает β^+ -распад практически со 100% вероятностью в основное состояние ядра ^{17}O (рис. 3, справа). Ниже энергии связи протона ($\epsilon_p = 0.6003$ МэВ) имеются только 2 уровня: основное состояние ($5/2^+$, $T = 1/2$) и $E^* = 0.4953$ МэВ ($1/2^+$, $T = 1/2$). Не обнаружены уровни (резонансы) в пределах 2 МэВ выше энергии связи протона, поэтому в сечении реакции $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ нет резонансов при малых энергиях вплоть до $E_p = 2.5$ МэВ (лаб).

4 Результаты измерения выходов реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

По вышеописанной методике выполнены измерения выходов реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ в области энергии $190 \leq E_p \leq 700$ кэВ (новые данные). В эксперименте использованы толстые (толщина больше пробега падающих протонов) мишени из чистого реакторного графита.

Имеющиеся экспериментальные данные по выходу реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ [5,7,8] и результаты наших последних измерений представлены на Рис. 5. Статистические ошибки в виде «усов» показаны, если они превышают размер экспериментальных точек. Сплошная кривая – наша эмпирическая аппроксимация энергетической зависимости выхода, основанная на всех имеющихся экспериментальных данных, включая астрофизические S-факторы и полные поперечные сечения в области 1-ого резонанса ($E_r = 0.457$ МэВ).

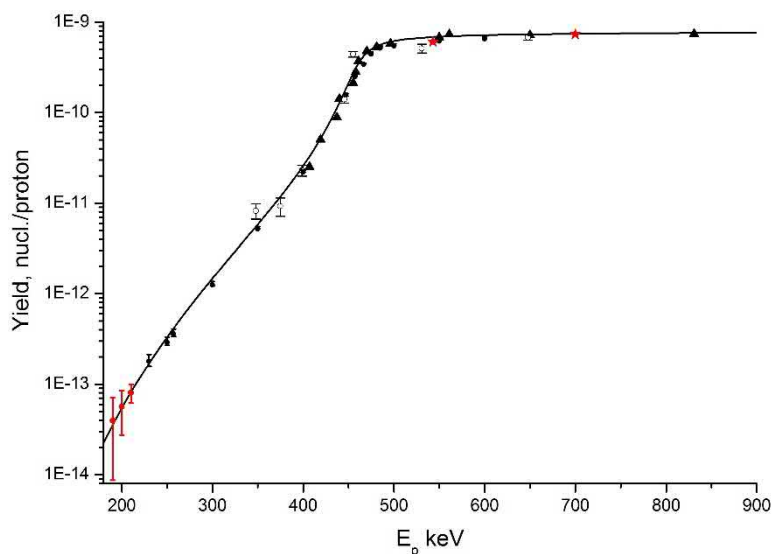


Рисунок 5. – Энергетическая зависимость выхода реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ при. Черные треугольники – данные из [7], пустые кружки – из [8] черные и красные кружки – данные, измеренные нами ранее ([5] и [6]), красные звездочки – результаты наших измерений, сплошная кривая – полученная нами аппроксимация зависимости выхода от энергии [5].

5 Результаты измерения выходов реакции $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$

Измерения выходов реакции $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ были выполнены с использованием той же методики. В качестве толстой мишени ^{16}O была использована пластинка из окиси бериллия BeO . Поскольку реакция радиационного захвата протона бериллием приводит к образованию стабильного ядра ^{10}B , его наличие не мешало измерениям активности мишени по $\gamma\gamma$ -совпадениям $N_{\gamma\gamma}$ от β^+ -распада ядра ^{17}F . Фоновая компонента β^+ -распада ядра ^{13}N , в том числе связанная с нагоранием углерода на поверхность мишени, была вычтена по форме кривой распада $\text{Ln}(N_{\gamma\gamma}(t))$.

На рис. 6 приведены измеренные значения выхода реакции $^{16}\text{O}(p,\gamma)$: $Y(E_p) = 3.7 \times 10^{-12}$ и 4.54×10^{-12} распадов на 1 налетающий протон, соответственно при энергиях 650 и 700 кэВ с абсолютными погрешностями не более 25%. Кривая – построенная нами эмпирическая аппроксимация энергетической зависимости выхода по имеющимся в литературе экспериментальным S- факторам, перерасчитанным в значения выходов:

$$Y(E) = 1.93 \times 10^{-11} \times (2.5 E^4 - 0.73 E^3 - 0.486 E^2 + 0.2447 E - 0.03022) \quad (3)$$

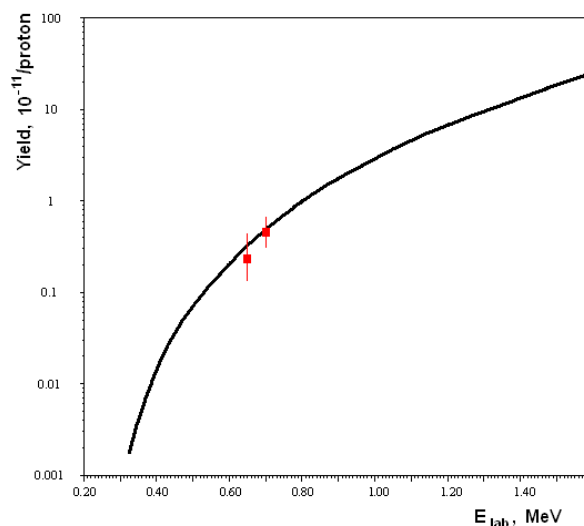


Рис. 6. Аппроксимация энергетической зависимости выхода реакции $^{16}\text{O}(p,\gamma)$ и измеренные значения выхода.

6. Заключение

Представлен вариант методики измерения выходов астрофизически важных реакций (p,γ) для случаев β^+ - активных образующихся ядер, позволяющий значительно снизить уровень фоновых событий и продвинуться при измерениях в сторону меньших энергий. Как видно из рис. 5 и 6, измеренные с использованием этой методики выходы достаточно хорошо коррелируют с данными других работ и практически ложатся на аппроксимирующую кривую, что говорит о надежности наших данных, измеренных в частности для реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ при более низких энергиях. В дальнейшем эти данные будут использованы для уточнения экстраполяционных расчетов скоростей астрофизических реакций $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ и $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$.

Литература

1. Gallino, R.; et al. 1998. Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. II. Neutron Capture and the s-Process. *Astrophys. J.* 497 (1), 388–403.
2. C. Angulo et al. 1999. A Compilation of Charged-Particle Induced Thermonuclear Reaction Rates. *Nucl. Phys. A* 656, 3-183.
3. E.G. Adelberger, et al. 2011. Solar Fusion Cross Sections. II The pp Chain and CNO cycles. *Rev. Mod. Physics* 83, 195
4. N. Burtebaev, et al. 2008. New measurements of the astrophysical S factor for $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaction at low energies and the asymptotic normalization coefficient (nuclear vertex constant) for the $p+^{12}\text{C}\rightarrow^{13}\text{N}$ reaction. *Phys. Rev. C* 78, 035802
5. S.V. Artemov, et al. 2016. A modified activation method for reaction total cross section and yield measurements at low astrophysically relevant energies. *Nucl. Instr. Meth. In Phys Res.* A825, 17-23.
6. S.V. Artemov, et al. 2019. Modified activation method for measurement of the yield of the astrophysical reactions. *Int. J. Mod. Phys: Conf. Ser.* 49, 1960013
7. Seagrave J.D. 1951. The Thick Target Yield of the Reaction $\text{C}^{12}(p,\gamma)\text{N}^{13}(\beta^+)\text{C}^{13}$. *Phys. Rev.* 84, 1219-1221
8. Roughton N.A., et al. 1976. Thermonuclear Reaction Rates Derived from THICK Target Yields. *Astrophys. J.* 205, 302-307.

КОМПЛЕКТАЦИЯ БЛОКА ГАММА-ИСТОЧНИКА ИСТОЧНИКОМ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЦЕЗИЙ-137 И КАЛИБРОВКА РАДИОИЗОТОПНОГО ПЛОТНОМЕРА

Ашрапов У.¹, Садиков И.¹, Аминжанов М.², Маликов Ш.¹

¹Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан
г.Ташкент, 100214, E-mail: ashrapov@inp.uz (Республика Узбекистан, г. Ташкент, пос. Улутбек)

²Конструкторское Бюро с Опытным заводом (КБ с ОЗ) при ИЯФ АН РУз
г.Ташкент, 100214, E-mail: skb@inp.uz (Республика Узбекистан, г. Ташкент, пос. Улутбек)

Аннотация

В работе излагается комплектация блока гамма источника радиоизотопного плотнoмера импортного производства (Endress+Hauser AG, Швеция) закрытым источником ионизирующего излучения Цезий-137 типа ГС_s7.021.1 и калибровки (градуировки) радиоизотопного плотнoмера в лабораторных условиях на стендах имитаторов с жидкими имитаторами, изготовленными на основе смеси трибромметана и этилового спирта.

Ключевые слова: блок гамма-источника, источник ионизирующего излучения, блок детектирования, блок обработки и анализа информации, жидкий имитатор, калибровка радиоизотопного плотнoмера.

Введение

Радиоизотопные плотнoмеры предназначены для непрерывного бесконтактного контроля в стационарных условиях плотности жидких сред и пульп в трубопроводах и различных технологических установках в производственных областях как черная и цветная металлургия, химическая, горнодобывающая и горно-обогатительная, нефтегазовая и пищевая промышленности. Принцип работы радиоизотопного плотнoмера основан на зависимости плотности потока гамма-излучения от источника ионизирующего излучения, проходящего через контролируемую среду от плотности измеряемой среды (жидких сред или пульп).

В технологических линиях производства ГП «НГМК» для определения плотности суспензии пульпы используются радиоизотопные плотнoмеры зарубежного производства (Endress+Hauser AG, Швеция), которые комплектуются источниками ионизирующего излучения (ИИИ) Цезий-137. Однако, импортирование в Республику Узбекистан ИИИ Цезий-137 связано с некоторыми трудностями, такими как получение Лицензии МВЭСИТ на их ввоз из-за рубежа, расходы валютных средств по приобретению и авиаперевозке источников из-за рубежа, сервисное обслуживание по проверке герметичности и захоронению источников после истечения срока их службы. В этой связи комплектация импортируемого радиоизотопного плотнoмера источниками Цезий-137 типа ГС_s7.021.1 и градуировка (калибровка) радиоизотопного плотнoмера является актуальной задачей.

Целью исследования является разработка метода проверки герметичности ИИИ Цезий-137 ГС_s7.021.1, зарядки источника Цезий-137 в блок гамма-источника радиоизотопного плотнoмера и градуировки (калибровки) радиоизотопного плотнoмера в лабораторных условиях.

2. Проверка герметичности ИИИ Цезий-137

Для комплектации радиоизотопного плотнoмера был использован ИИИ Цезий-137 ГС_s7.021.1 активностью $3,06 \cdot 10^9$ Бк (82,7 мКи), технические данные которого показаны в таблице 1.

Таб. 1: Основные технические данные и характеристики источника гамма-излучения закрытый с радионуклидом Цезий-137 типа ГС_s7.021.1, паспорт №22338, зав. номер 190

Наименование, характеристика и единица измерения	Д а н н ы е
1. Рабочая поверхность	дно
2. Измеренное значение мощности экспозиционной дозы в направлении перпендикулярной поверхности на расстоянии 1 м от нее при отношении диаметра цилиндрического канала коллиматора установки типа ВУ-01 к ее длине, равном 0,6, А/кг	$2,85 \cdot 10^{-9}$
3. Доверительные границы суммарной погрешности результатов измерения мощности экспозиционной дозы источника при вероятности 0,95, в %	±15
4. Месяц и год измерения мощности экспозиционной дозы	12.2019
5. Активность радионуклида Цезий-137 в источнике, Бк, не более	$3,06 \cdot 10^9$ (82,7 мКи)

6. Наружные размеры источника, мм	диаметр высота	8,0 12,0
7. Материал капсулы сталь марки		сталь марки 12Х18Н10Т
8. Размеры активной части источника, мм	диаметр высота	6,0 6,5
9. Герметичность источника		герметичен
10. Уровень радиоактивного загрязнения источника радиоактивными веществами при определении методом снятия мазка, Бк, не более		185

Проверка герметичности источника Цезий-137 ГС_s7.021.1 (№190) была проведена радиометрическим иммерсионным методом. Для проверки герметичности источника Цезий-137 был использован иммерсионный метод (Эргашев Х.А. и др., Предварительный патент РУз. № 4943, 1997). В защитном боксе здания №1 Республиканской центральной изотопной лаборатории (РЦИЛ) ИЯФ АН РУз источник Цезий-137 был помещен в 8%-ный водный раствор ортофосфорной кислоты и выдержан в иммерсионной жидкости в течении 1 часа при комнатной температуре, затем источник был промыт дистиллированной водой. В радиологической испытательной лаборатории ИЯФ АН РУз был проведен гамма-спектрометрический анализ кислотной вытяжки на гамма-бета спектрометре «РАДЭК» МКГБ-01 (Россия) и HPGE детекторе на полупроводниковом сверхчистом германии с анализатором DSA-1000 с обработкой гамма-спектров с использованием программы Genie 2000 ("Canberra Industries, Inc.", США). Гамма-спектрометрический анализ кислотной вытяжки показал, что активность радионуклида Цезий-137 не превышает 185 Бк (~5 нКи), т.е. источник Цезий-137 ГС_s7.021.1 (№190) является герметичным соответствующий требованию Международных стандартов (ISO 9978-92, 1992; ГОСТ Р 51919-2002). На основании результата по проверке герметичности источника было оформлено свидетельство о герметичности ИИИ Цезий-137 ГС_s7.021.1 (№190) с продлением срока его службы до 26.12.2024г.

3. Комплектация блока гамма-источника ИИИ Цезий-137

Для зарядки источника Цезий-137 ГС_s7.021.1 (диаметр $\varnothing=8$ мм и высота $h=12$ мм) в генхдо источника (диаметр $\varnothing=7$ мм и глубина $h=10$ мм) в блоке гамма-источника радиоизотопного плотномера необходимо было увеличение гнезда источника. В производственном цеху КБ с ОЗ при ИЯФ АН РУз были проведены работы по увеличению гнезда источника до размеров: диаметр $\varnothing=10$ мм и глубина $h=13$ мм, что позволило зарядить источник Цезий-137 ГС_s7.021.1 в гнезде источника.

В защитном боксе здания №1 РЦИЛ ИЯФ АН РУз дистанционным способом были проведены работы по зарядке источника Цезий-137 ГС_s7.021.1 (№190) в блок гамма-источника радиоизотопного плотномера: в гнездо источника был заряжен источник Цезий-137 ГС_s7.021.1, крышка гнезда источника закрыта, защитный механизм блокировки источника был переведен из положения «открыто» в положение «закрыто».

Работы по дозиметрическому контролю мощности экспозиционной дозы гамма-излучения (МЭД) были проведены дозиметрическим прибором СРП-88 Н (№0208). При зарядке блока гамма-источника источником Цезий-137 ГС_s7.021.1 (№190) МЭД на расстоянии 0 м от поверхности соответствует МЭД=55 мкЗв/час (55 мкГр/час), а МЭД на расстоянии 1 м составляет 0,5 мкЗв/час (0,5 мкГр/час). В радиоизотопных приборах, предназначенных для использования в производственных условиях, в соответствии с санитарным нормативным требованиям МЭД гамма-излучения на поверхности (0 м) блока гамма-источника с источником не должна превышать 100 мкГр/час, а на расстоянии 1 м не должна превышать 3 мкГр/ч (СанПиН №0193-06, 2006), поэтому, дополнительной защиты из свинца на поверхности блока гамма-источника не требуется.

4. Изготовление жидких имитаторов и стендов имитаторов

В работе (Жуков, 1991) показано, что для градуировки радиоизотопных плотномеров используются петролейный эфир, бензин, бензол (650-860 г/дм³), водно-спиртовые растворы (870-950 г/дм³), серно-винные растворы (960-1010 г/дм³), серно-водные растворы (960-1830 г/дм³), растворы Туле (1840-2000 г/дм³). Однако, вышеуказанные жидкие имитаторы обладают агрессивными свойствами и являются высокотоксичными для здоровья человека.

Для градуировки радиоизотопного плотномера были использованы жидкие имитаторы на основе смеси трибромметана (бромформ) и этилового спирта (Методика поверки прибора радиоизотопного многоцелевого РТК-1, 1979, 20 с). Для приготовления жидких имитаторов в

стеклянных емкостях по 5,0 л были смешаны трибромметан CHBr_3 стабилизированный резорцином и этиловый спирт ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$) (таблица 1).

Таб. 1: Соотношение компонентов жидких имитаторов контролируемой среды.

Значение плотности, кг/м ³	Состав имитаторов, в % по объему	
	бромформ	спирт
800	0,5	99,5
1000	10,0	90,0
1200	19,5	80,5
1400	29,0	71,0
1600	38,5	61,5
1800	48,0	52,0
2000	57,5	42,5
2200	67,0	33,0
2400	76,5	23,5
2600	86,0	13,0
2800	95,6	4,5

В качестве вспомогательных средств калибровки плотности жидких имитаторов были использованы ареометры общего назначения, при помощи которых были определены плотности жидкого имитатора №1 ($\rho=1118$ г/дм³), жидкого имитатора №2 ($\rho=1415$ г/дм³) и жидкого имитатора №3 ($\rho=1715$ г/дм³).

Стенды имитаторы №1, №2, №3 имеют форму квадратных емкостей (высота=15 см, ширина=40 см, длина=324 мм, толщина стенки=8 мм) были изготовлены сваркой из металлической листовой стали толщиной 4 мм. Стенды имитаторы имеют входные и выходные трубки ($\varnothing=32$ мм и $\varnothing=20$ мм) с резьбовыми головками для наливания жидких имитаторов., которые плотно закрываются крышками с резьбовыми головками. Жидкий имитатор №1 имеет плотность $\rho=1118$ г/дм³, жидкий имитатор №2 имеет плотность $\rho=1415$ г/дм³ и жидкий имитатор №3 имеет плотность $\rho=1715$ г/дм³.

5. Разработка и изготовление свинцового экрана для коллиматора

Согласно спецификации (Спецификация радиоизотопного плотномера. Endress+Hauser AG, Швеция, 2018) в радиоизотопном плотномере используется источник Цезий-137 активностью 5-8 мКи. Для комплектации блока гамма-источника радиоизотопного плотномера источником Цезий-137 нами был использован ИИИ Цезий-137 ГС₇.021.1 (№190), имеющий активность 82,7 мКи.

С целью уменьшения интенсивности гамма-излучения источника Цезий-137 ГС₇.021.1 (№190) с активностью 82,7 мКи и достижения интенсивности гамма-излучения ИИИ Цезий-137 ГС₇.012.8 с активностью 8,56 мКи был разработан свинцовый экран для установления перед коллиматором в блоке гамма-источника радиоизотопного плотномера. Толщина свинцового экрана составляет 15мм. Толщина свинцового экрана была определена экспериментальным путем при дозиметрическом контроле МЭД гамма-излучения источника Цезий-137 (А, Б, В).

А) Блок гамма-источника с заряженным источником Цезий-137 ГС₇.012.8 (№IXE) с активностью 8,56 мКи был расположен на расстоянии 45 мм от пустого стенда имитатора, на расстоянии 100 мм от него был расположен блок детектора. При положении коллиматора «открыто» дозиметрическим прибором было измерено МЭД гамма-излучения вплотную на 3 точках измерений вдоль блока детектора (точка 1- расстояние 0 мм от начало блока детектора, точка 2- расстояние 200 мм от начало блока детектора, точка 3 - расстояние 400 мм от начало блока детектора).

Б) Блок гамма-источника с источником Цезий-137 ГС₇.021.1. (№190) с активностью 82,7 мКи был расположен на расстоянии 45 мм от пустого стенда имитатора на расстоянии 100 мм от него был расположен блок детектора. При положении коллиматора «открыто» дозиметрическим прибором было измерено МЭД гамма-излучения вплотную от блока детектора на 3 измерительных точках аналогично как описано в А.

В) В блоке гамма-источника с заряженным источником Цезий-137 ГС₇.021.1. (№190) активностью 82,7 мКи перед коллиматором был установлен свинцовый экран толщиной 15 мм, на расстоянии 45 мм от коллиматора был расположен пустой стенд имитатор, на расстоянии 100 мм от пустого стенда имитатора был расположен блок детектора. При положении коллиматора «открыто»

дозиметрическим прибором было определено МЭД гамма-излучения вплотную от блока детектора на 3 измерительных точках аналогично как описано в А и Б.

В таблице 2 показаны результаты дозиметрического контроля МЭД гамма-излучения источника Цезий-137 ГС_s7.012.8 (без свинцового экрана), источника Цезий-137 ГС_s7.021.1 (без свинцового экрана) и источника Цезий-137 ГС_s7.021.1 со свинцовым экраном.

Таб. 2: Результаты дозиметрического контроля МЭД гамма-излучения источника Цезий-137 ГС_s7.012.8 и источника Цезий-137 ГС_s7.021.1.

№ этапа	Наименование	Измеряемая точка на детекторе	МЭД, мкЗв/час
1.	Источник Цезий-137 ГС _s 7.012.8, (№ IXE) активности 8,56 мКи (без свинцового экрана)		
1.1.	Пустой стенд имитатор	1 – 0 мм	6,6
1.2.	Пустой стенд имитатор	2 – 200 мм	7,6
1.3.	Пустой стенд имитатор	3 – 400 мм	5,6
			Среднее – 6,6
2.	Источник Цезий-137 ГС _s 7.021.1 (№190) активности 87,2 мКи (без свинцового экрана)		
2.1.	Пустой стенд имитатор	1 – 0 мм	32
2.2.	Пустой стенд имитатор	2 – 200 мм	30,1
2.3.	Пустой стенд имитатор	3 – 400 мм	30,7
			Среднее – 30,9
3.	Источник Цезий-137 ГС _s 7.021.1 (№ 190) активности 87,2 мКи со свинцовым экраном толщиной 15мм		
3.1.	Пустой стенд имитатор	1 – 0 мм	6,4
3.2.	Пустой стенд имитатор	2 – 200 мм	6,8
3.3.	Пустой стенд имитатор	3 – 400 мм	6,5
			Среднее – 6,6

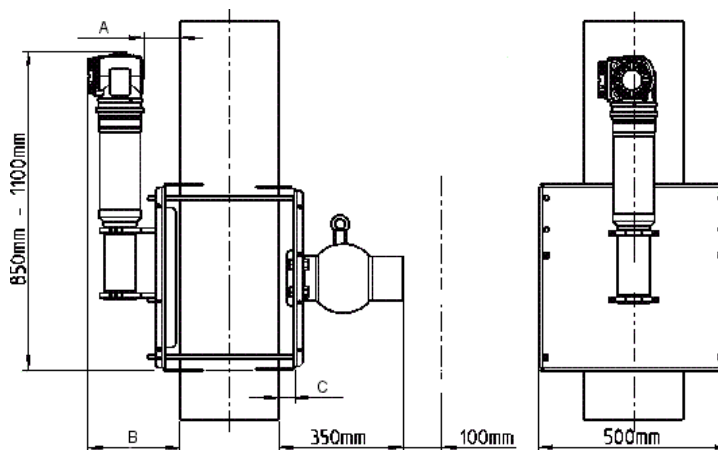
Как видно из таблицы 2, при установление перед коллиматором на блоке гамма-источника свинцового экрана толщиной 15мм и дозиметрическом контроле дозы гамма-излучения от источника Цезий-137 ГС_s7.021.1 с активностью 87,2 мКи составляет МЭД= 6,6 мкЗв/час, которое равно среднему значению дозы гамма-излучения от источника Цезий-137 ГС_s7.012.8 с активностью 8,56 мКи (МЭД= 6,6 мкЗв/час)., т.е. свинцовый экран поглощает гамма-излучение. В результате уменьшается интенсивность гамма-излучения источника Цезий-137 ГС_s7.021.1 до интенсивности гамма-излучения источника Цезий-137 ГС_s7.012.8.

Таким образом, перед коллиматором в блоке гамма-источника с заряженным ИИИ Цезий-137 ГС_s7.021.1 активностью 87,2 мКи был установлен свинцовый экраном толщиной 15 мм.

5. Калибровка (градуировка) радиоизотопного плотномера в лабораторных условиях

Для калибровки (градуировка) радиоизотопного плотномера в лабораторных условиях блок гамма-источника с заряженным источником Цезий-137 ГС_s7.021.1 (№ 190) со свинцовым экраном толщиной 15 мм установленным перед коллиматором, стенд имитатор с жидким имитатором и блок детектора были размещены в соответствии с эскизом по монтажу радиоизотопного плотномера на технологической линии трубопровода (Спецификация радиоизотопного плотномера. Endress+Hauser AG, Швеция, 2018) (рисунок 1)

Блок гамма-источника с заряженным источником Цезий-137 ГС_s7.021.1 (№ 190) был размещен на специальной подставке высотой 50мм при горизонтальном расположении коллиматора, перед коллиматором был установлен свинцовый экран толщиной 15мм, на расстоянии 45 мм параллельно от центра коллиматора был расположен стенд имитатор с жидким имитатором с известной плотностью, на расстоянии 100 мм параллельно от центра стенда имитатора был расположен блок детектора, установленный на 2 подставках, закрепленных на обоих концах детектора.



∅	A	B	C
200	95	255	35
250	100	260	40
300	100	260	45
350	110	270	50
400	110	270	55

Рис. 1. Эскиз зажима для монтажа радиоизотопного плотнмера на технологической линии трубопровода..

Согласно инструкции по эксплуатации радиоизотопного плотнмера (Brief Operation Instruction Gammapiilot M FMG60, 2018) блок детектора был соединен с блоком обработки и анализа информации через соединительный кабель и блок детектора был включен в электрическую сеть 220 В. Программное обеспечение радиоизотопного плотнмера, встроенное в микрочипе, позволяет настоят радиоизотопный плотнмер по 9 разным плотностям, в то время как нами было проведена калибровка радиоизотопного плотнмера по 3 измеряемым плотностям (жидкий имитатор №1 с плотностью $\rho=1118$ г/дм³, жидкий имитатор №2 с плотностью $\rho=1,414$ г/дм³ и жидкий имитатор №3 с плотностью $\rho=1715$ г/дм³), т.к. калибровка по 3 измеряемым плотностям является оптимальным для точной калибровки радиоизотопного плотнмера. При калибровке было достигнута калибровка радиоизотопного плотнмера, т.е. число электрических импульсов (частота) возникающих в детекторе, которая передается в блок обработки и анализа информации соответствует измеряемой плотности жидкого имитатора. При калибровке радиоизотопного плотнмера каждый жидкий имитатор был выдержан для флуктуации в течении 30 минут, а измерение плотности каждого жидкого имитатора было выполнено в течении 20 минут. При измерении плотности жидкого имитатора на дисплей блока обработки и анализа информации было получено значение плотности жидкого имитатора и значение плотности в %, показанное на рисунке 2.

В таблице 3 показаны технические характеристики радиоизотопного плотнмера.

Таб. 3: Технические характеристики радиоизотопного плотнмера № P 9007001064 FHX-40.

№	Наименование	Тип	Значение
1.	Блок гамма излучения	№ РА 00040113F	вес – 40 кг
2.	Источник Цезий-137 со свинцовым экраном 15мм	ГС7.021.1, № 190	активность – 87,2 мКи
3.	Детектор сцинтилляционный	FM G60, № P 900A50100F	длина - 400 мм
4.	Выходные электрические сигналы	Постоянный ток	нижний предел плотности $I=4,0$ мА; верхний предел плотности $I=20,0$ мА

На рисунке 2 показаны фотоснимки градуировки радиоизотопного плотнмера.



Рис.2. Градуировка радиоизотопного плотномера № P 9007001064 FHX-40: справа показаны: блок гамма-источника, свинцовый экран толщиной 15 мм, стенд имитатора с жидким имитатором №2 ($\rho=1415$ г/дм³) и детектор; слева показаны: дисплей блока обработки и анализа информации с открытой крышкой, где показано измеренное значение плотности жидкого имитатора №2 ($\rho=14151$ г/дм³).

Заклучение

В блок гамма излучения радиоизотопного плотномера импортного производства был укомплектован герметичным ИИИ Цезий-137 типа ГС₇.021.1 (паспорт №22338, зав. номер №190), изготовлен свинцовый экран толщиной 15 мм, который был установлен перед коллиматором блока гамма-источника.

Радиоизотопный плотномер был откалиброван на нижний уровень (0%) плотности пульпы ($\rho=1200$ г/дм³) по жидкому имитатору №1 ($\rho=1118$ г/дм³), средний уровень (50%) плотности пульпы по жидкому имитатору №2 ($\rho=1414$ г/дм³) и на верхний уровень (100%) плотности пульпы ($\rho=1600$ г/дм³) по жидкому имитатору №3 ($\rho=1715$ г/дм³).

В детекторе радиоизотопного плотномера при достижении нижнего предела плотности эмульсии пульпы возникает выходной электрический сигнал в разьеме - 4,0 мА, достижение верхнего предела плотности эмульсии пульпы возникает выходной электрический сигнал в разьеме - 20,0 мА и на мониторе компьютера пульта управления радиоизотопного плотномера выдается графическое изображение плотности эмульсии пульпы в режиме реального времени.

Литература

1. Эргашев Х.А., Махкамов Ш.М., Ашрапов У.Т. Способ определения герметичности источника ионизирующего излучения. Предварительный патент Республики Узбекистан. № 4943. 1997;
2. Международный стандарт ISO 9978-92. Radionuclide ionizing radiation sealed sources. Leakage test methods. Washington, USA. 1992. -11 p.;
3. ГОСТ Р 51919-2002. Источники ионизирующего излучения радионуклидные закрытые. Методы испытания на утечку. Москва, Россия. 2002. -12 с.;
4. СанПиН №0193-06. Нормы радиационной безопасности и Основных санитарных правил обеспечения радиационной безопасности. Ташкент. 2006. С.55;
5. Жуков Ю.П. Градуировка и поверка вибрационных плотномеров. Москва. 1991. -144 с.;
6. Методика поверки прибора радиоизотопного многоцелевого РТК-1. Москва. 1979.-20 с.;
7. Спецификация радиоизотопного плотномера. Endress+Hauser AG, Швеция, 2019. -4 с.;
6. Brief Operation Instruction Gammapiilot M FMG60. HART. Endress+Hauser AG, Sweden, 2018.-58 p.

КОМПЛЕКС МЕТОДИК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ НА НЕЙТРОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ НГ-150 ИЯФ АН РУЗ

С.В. Артемов, Б.С. Юлдашев, М.А. Каюмов, А.А. Караходжаев, О.О. Бахранов,
Э.Т. Рузиев, В.А. Татарчук, О.Р. Тожибоев, Ф.Х. Эргашев

Институт ядерной физики АН РУз,
Ташкент 100214, Узбекистан

Аннотация

Приведено состояние работ по созданию времяпролетной методики измерения энергетических спектров вторичных нейтронов при взаимодействии 14-МэВных нейтронов с мишенями. Разработан метод ядер отдачи для измерения угловых распределений и энергетических спектров вторичных нейтронов, индуцированных взаимодействием быстрых нейтронов с ядрами на базе нейтронного генератора НГ-150 ИЯФ АН РУз.

Ключевые слова: нейтронный генератор, метод TOF (Time of flight), метод ядер отдачи, меченые нейтроны, энергетические спектры вторичных нейтронов, ΔE -E регистрация, сцинтилляционный детектор, полупроводниковый Si-детектор.

1. Введение

Развитие технологий ADS (системы из делящихся материалов в подкритическом состоянии, управляемых внешним мощным источником нейтронов – Accelerator Driven Systems) является чрезвычайно актуальной задачей. Наличие такой установки позволит создать экспериментальную базу для проведения ядерно-физических исследований и существенно расширить возможности для практического обеспечения внедрения новых технологий в ядерную энергетику [1]. Одним из вариантов создания такого высокоинтенсивного источника нейтронов является система «DD или TD нейтронный генератор – мишень из естественного урана или тория». Ожидается, что такая мишень, облучаемая потоком первичных нейтронов с энергией ~ 2.4 МэВ (из d+D реакции) или ~ 14 МэВ (из d+T реакции), за счет реакций (n,2n), (n,3n), (n,f) и др. будет излучать вторичных нейтронов больше, чем падающий поток от нейтронного генератора.

Целью настоящей работы является разработка экспериментальной установки и измерения спектров вторичных нейтронов, испускаемых мишенями из материалов с большими A при их облучении нейтронами с энергией ~ 14 МэВ. При этом спектры необходимо измерять под разными углами вылета в диапазоне энергий $\sim 1 - 14$ МэВ.

Хорошо известно, что измерение спектров вторичных нейтронов в потоке быстрых «первичных» нейтронов является достаточно сложной задачей, и имеет ряд специфических особенностей, связанных с коллимацией пучка налетающих нейтронов, значительным фоном гамма-излучения, мониторингом потока первичных нейтронов и т.п. Сами методы регистрации различны при различных энергиях нейтронов. Методики, представленные в данной работе, основаны на использовании квазимонохроматических нейтронов, производимых нейтронным генератором НГ-150 по реакции $T+d \rightarrow \alpha+n$ с потоком $\sim 5 \cdot 10^9$ н/с в 4л.

2. Времяпролетная методика (ТОФ метод)

Один из широко используемых методов - это измерения энергии нейтронов по времени пролета (time-of-flight – TOF - method) [2]. Энергия частицы определяется по времени, которое она затрачивает на пролет определенного фиксированного расстояния.

Расположение разрабатываемой установки TOF на нейтронном генераторе НГ-150 показано на рисунке 1. Для организации сигналов «СТАРТ-СТОП» предполагается использовать технику меченых нейтронов.

Принцип регистрации и измерения энергетического спектра вторичных нейтронов методом TOF заключается в следующем. Поток монохроматических нейтронов n_0 от генератора НГ-150, образующийся в реакции $d+T \rightarrow n+\alpha$ в нейтронной мишени, через коллиматор в водяном баке падает на исследуемый образец (см. рис.1). При взаимодействии налетающего нейтрона с ядром образца может испускаться один или несколько вторичных нейтронов n' . Нейтрон, вылетевший под углом θ' к траектории первичного пучка нейтронов, регистрируется сцинтилляционным детектором. Поскольку одновременно с первичным нейтроном из нейтронной мишени приблизительно в противоположном направлении испускается альфа-частица, ее регистрация стрипповым

полупроводниковым Si-детектором является фактом мечения соответствующего нейтрона. При этом сигналы детектирования в сцинтилляционном и альфа- детекторах являются отметками «START» и «STOP» для TOF. Поскольку времена пролета альфа-частицы к детектору и первичного нейтрона к образцу являются постоянными, оставшееся время пролета вторичного нейтрона к сцинтилляционному детектору позволяет определить его скорость, то есть энергию. Координаты пятна пучка на нейтронном мишени и стрипа (детектора), в котором регистрируется α -частица, определяют траекторию первичного нейтрона. Таким образом, расположение сцинтилляционного детектора дает угол вылета вторичного нейтрона.

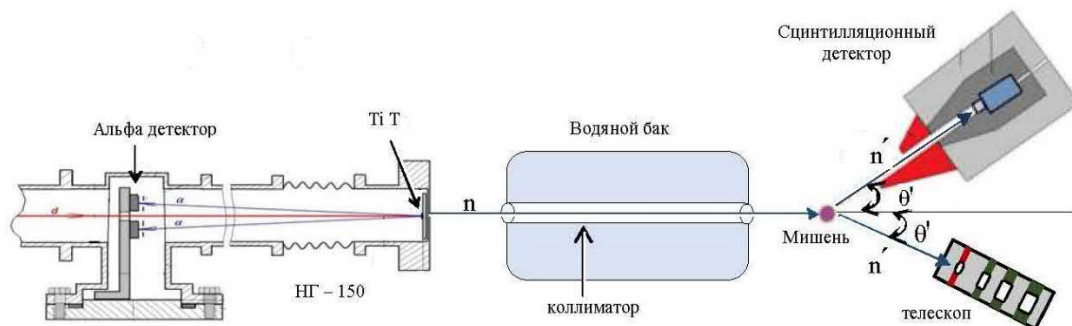


Рис.1 Схема расположения TOF в зале НГ-150

Совместно с лабораторией физики высоких энергий ОИЯИ (Дубна) изготовлены специальная вставка и фланец для монтажа всей системы с альфа-детекторами (рис. 2(а)), а также токовые предусилители, позволяющие получить короткие сигналы, и проверена их работоспособность. Вставка установлена в ионопровод дейтронного пучка НГ-150 (Рис. 1) на расстоянии 367 мм от тритиевой мишени. Протестированы характеристики детекторов и соответствующей спектрометрической электроники. На рисунке 2(б) приведен спектр альфа-частиц от источника ^{226}Ra , регистрируемый одним из детекторов. Типичное энергетическое разрешение ПШПВ δE составляет ~ 40 кэВ. На рис. 2(в) приведена осциллограмма регистрируемой альфа-частицы из реакции $d+T \rightarrow \alpha+n$.

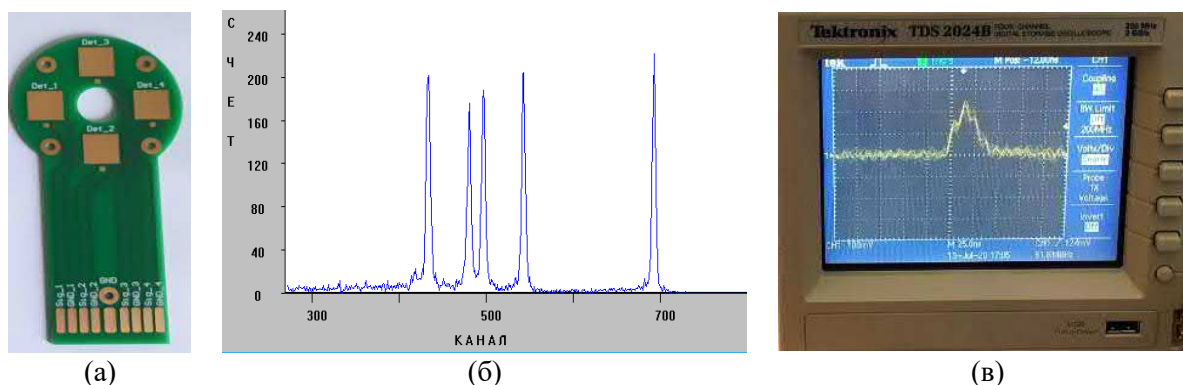


Рис.2 Монтажная плата с изготовленными альфа-детекторами (а), спектр альфа-частиц от α -источника ^{226}Ra (б) и осциллограмма альфа частиц регистрируемых из реакции $d+T \rightarrow \alpha+n$ (в)

Оценим загрузки потоком альфа-частиц каждого детектора и разрешения по времени пролета, которое позволяет реализовать такая система регистрации. Размеры альфа-детекторов 10×10 мм², и при этом телесный угол, охватываемый каждым детектором, равен $d\Omega = 7,4 \times 10^{-4}$ стерадиан. При типичном потоке нейтронов $\sim 10^9$ с⁻¹/4 π при отсутствии диафрагмирования в детекторе будут регистрироваться $\sim 6 \times 10^4$ альфа-частиц в секунду, что приемлемо для регистрирующей электроники. Предполагаем, что толщина титан-тритиевого слоя нейтрон-образующей мишени НГ-150 составляет 2 мкм, энергия дейтронов, падающих на нейтрон-образующую TiT мишень, составляет 120 кэВ. Тогда разброс по временам пролета альфа-частиц из-за разброса потерь их энергии в TiT – мишени составляет $\Delta t \approx 2.5$ нс.

Детектор вторичных нейтронов времяпролетной системы представляет собой органический сцинтиллятор (стильбен размерами 50 мм \times 50 мм) с фотоэлектронным умножителем типа ФЭУ-30. Детектор, окруженный свинцовым экраном толщиной 60 мм, установлен на специальной платформе, перемещающейся вокруг образца на регулируемом расстоянии (до ~ 1.5 м). Сцинтиллятор и ФЭУ-30

смонтированы внутри контейнера из алюминия толщиной 1 мм для предотвращения попадания света. На рисунке 3 показаны схематический вид и фотография сцинтиллятора и ФЭУ-30 внутри контейнера.

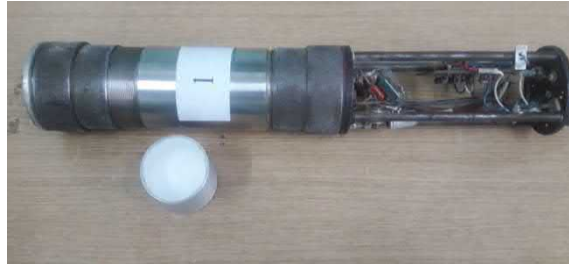
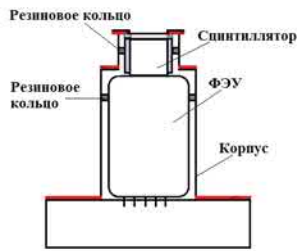


Рис.3 - Схематический вид (слева) и фотография детектора (сцилбен+ФЭУ)

В настоящее время основные электронные модули собраны (в стандарте NIM и КАМАК), а спектрометрические каналы и режим разделения n - γ сигналов отлаживаются в условиях больших фоновых нагрузок. Предварительные оценки показали, что временное разрешение в реализуемом варианте TOF метода составляет ~ 2.5 нс.

3. Метод ядер отдачи с регистрацией телескопом полупроводниковых Si-детекторов.

Принцип регистрации и измерения энергии нейтрона методом, предлагаемым нами [3], состоит в следующем. Вторичные нейтроны, вылетающие из исследуемой мишени под определенным углом θ' (см. рис.1) относительно первичного коллимированного потока 14-МэВных нейтронов, падают на тонкую пленку-конвертор толщиной δt , содержащую атомы какого-либо изотопа водорода. Выбиваемые ядра отдачи этого изотопа в достаточно узкий конус углов вперед регистрируются далее телескопом полупроводниковых детекторов. При этом регистрируемая энергия ядра отдачи кинематически однозначно связана с энергией вторичного нейтрона.

Наиболее эффективно быстрые нейтроны взаимодействуют с изотопами водорода. В частности, сечения упругого рассеяния на них при $E_n=14$ МэВ весьма велики: дифференциальные сечения для вылета ядра отдачи – протона в направлении движения налетающего нейтрона, $d\sigma/d\Omega_p(\theta_{\text{лаб}}=0^\circ) = \sigma_p \sim 220$ мб/ср, дейтрона $\sigma_d \sim 660$ мб/ср и тритона $\sigma_t \sim 1200$ мб/ср.

На рисунке 4 приведена принципиальная схема измерения энергетических спектров ядер отдачи телескопом полупроводниковых Si детекторов. Коллимированный поток быстрых квази-моноэнергетических нейтронов (n_0), генерируемый в нейтронном генераторе, падает на исследуемую мишень (см. также рис. 1), из которой вылетают вторичные нейтроны (n'). Ось телескопа, состоящего из двух тонких пролетных ΔE - детекторов и E – детектора, направляется на центр исследуемой мишени и устанавливается под углом θ' к оси коллиматора первичных нейтронов. Объем, в котором располагается телескоп с конвертером, защищен со стороны падающих нейтронов графитовым экраном, вакуумируется. Все детекторы обкладываются кольцевыми диафрагмами из чистого графита, которые служат для задания требуемого углового разрешения $\Delta\theta$ (телесный угол $\Delta\Omega$ регистрации телескопа) и устранения фоновых заряженных частиц от реакций под действием нейтронов оправках детекторов и в окружающих конструктивных элементах.

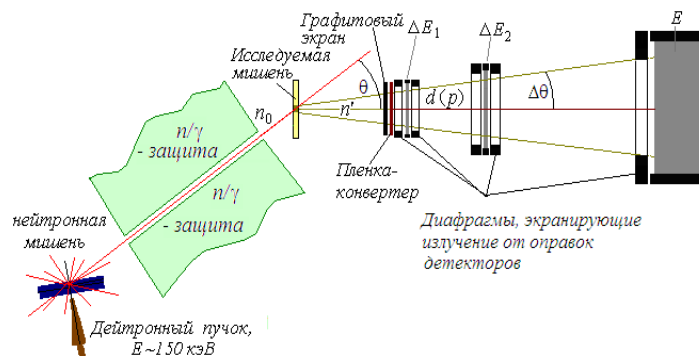


Рис.4 Схема измерений с использованием трёхдетекторного телескопа

Как известно, локус представляет собой область, по форме близкую к гиперболе с толщиной, определяемой в основном собственным разрешением ΔE – детекторов. Необходимость использования двух ΔE – детекторов, как будет показано ниже, обуславливается тем фактом, что при использовании одного ΔE детектора реакции в его материале на разных глубинах будут генерировать сигналы разной амплитуды при одной и той же энергии образовавшихся и вылетевших в сторону E -детектора одинаковых заряженных частиц, т.к. их потери энергии в ΔE детекторе будут различными [4]. При этом вместо сформированного локуса, соответствующего частицам этого сорта в двумерной матрице будет формироваться размытая область с верхней границей, соответствующей «классическому» локусу и нижней границей, определяемой порогом спектрометра. Те же рассуждения можно провести при формировании двумерной $\Delta E1 \times E$ – матрицы регистрируемых событий в трехдетекторном телескопе, поэтому целесообразно использовать $\Delta E2 \times E$ – матрицу.

Наличие фоновых процессов требует оптимального подбора толщин кремниевых ΔE детекторов и сорта используемых ядер отдачи, чтобы эффекты наложения фоновых событий на локус используемого ядра отдачи были минимальны суммарная толщина всех трех детекторов должна быть не меньше пробега наиболее энергетического ядра отдачи для выбранного конвертора.

Ниже рассмотрим конкретный вариант структуры трехдетекторного телескопа, который является оптимальным для использования кремниевых детекторов и промоделируем расположение локусов и фоновых областей на двумерном $\Delta E-E$ – спектре регистрируемых продуктов реакций при использовании в качестве конверторов полиэтилена, дейтерополиэтилена и титанового слоя, насыщенного тритием.

На рисунке 5 показан вид модельной $\Delta E2 \times E$ матрицы событий, регистрируемых телескопом с толщинами пролетных детекторов $W_{\Delta E1} = 25$ мкм и $W_{\Delta E2} = 60$ мкм и толщиной детектора полных потерь энергии $W_E = 1.5$ мм для конверторов, содержащих все 3 изотопа водорода (^1H , ^2D , ^3T) [3]. Отметим, что суммарная эффективная толщина всех трех детекторов должна быть не меньше пробега самой жесткой регистрируемой частицы – в данном случае протона с энергией 14 МэВ.

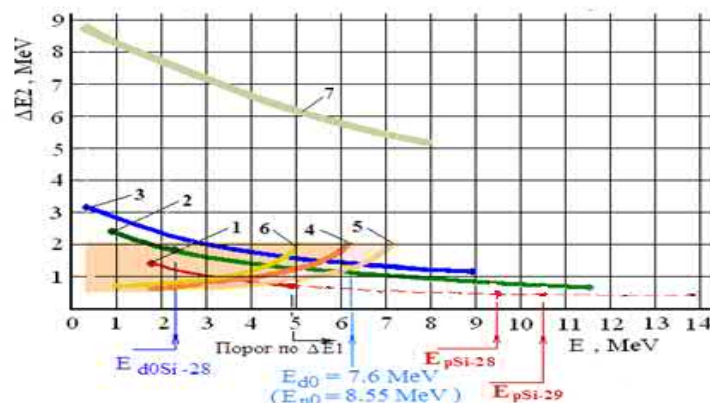


Рис.5 Вид модельной $\Delta E2 \times E$ матрицы регистрируемых событий для конвертора, содержащего 3 изотопа водорода (^1H , ^2D , ^3T) при использовании телескопа с толщинами пролетных детекторов $W_{\Delta E1} = 25$ мкм и $W_{\Delta E2} = 60$ мкм

Протонный локус (кривая 1, рисунок 5), в котором находятся события регистрации протона отдачи, при вышеуказанной компоновке телескопа не будет накапливаться при значениях потерь энергии в E - детекторе энергии выше ~ 5 МэВ (показан пунктиром), т.к. при этом сигнал в детекторе $\Delta E1$ (меньше ~ 300 кэВ) будет дискриминироваться нижним порогом спектрометрической электроники. В принципе при энергии $E < \sim 10.5$ МэВ в этот локус давали бы вклад фоновые события от реакций $^{29}\text{Si}(n,p)^{29}\text{Al}$ и $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$ в материале $\Delta E1$ – детектора. Таким образом, такая компоновка телескопа при использовании водородного (^1H) конвертора не позволяет измерять энергии нейтронов.

Дейтронный локус (кривая 2, рисунок 5), соответствующий дейтронам отдачи при использовании дейтерополиэтиленового конвертора, будет иметь размер по оси E от ~ 0.9 МэВ до 11.6 МэВ.

Тритонный локус (кривая 3, рисунок 5), соответствующий тритонам отдачи при использовании тритий-содержащего конвертора, будет иметь «рабочую» область по оси E от ~ 0.3 МэВ до 9.0 МэВ.

Альфа-частичный локус (кривая 7, рисунок 5), соответствующий регистрации продуктов реакций (n,α) на изотопах кремния, не создает фона в однозарядных локусах. Отметим, что энергия

альфа-частиц, возникающих в реакции (n, α) на изотопах углерода и титана (при использовании ТТ_i мишени в качестве конвертора) недостаточна для регистрации.

Оранжевым цветом левее значения абсциссы $E=7.1$ МэВ показана фоновая область двумерного спектра, заполняемая событиями вылета назад протонов из реакции $^{29}\text{Si}(n,p)^{29}\text{Al}$ в материале E -детектора полных потерь, а левее $E=6.2$ МэВ - из реакции $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$. Поскольку содержание изотопа ^{29}Si в естественном кремнии составляет всего 4.7%, соответствующий фон будет мал, и бесфоновая область для дейтронов отдачи фактически лежит правее $E=6.2$ МэВ вплоть до максимальной, что соответствует области энергий регистрируемых в бесфоновых условиях нейтронов от ~ 8.6 до 14.1 МэВ. Аналогичная оценка показывает, что при использовании тритонов отдачи область бесфоновой регистрации нейтронов лежит в пределах ~ 11.2 до 14.1 МэВ.

Таким образом, для измерений спектров вторичных быстрых нейтронов целесообразно использовать дейтериевый конвертор при использовании потоков D+T-нейтронов нейтронного генератора.

Нами разработана и настроена блочная схема спектрометра для трехдетекторного телескопа (см. рисунок 6). Возможность измерения энергетического спектра нейтронов таким способом была продемонстрирована с использованием части блок-схемы, обеспечивающей работу собранного двухдетекторного телескопа.

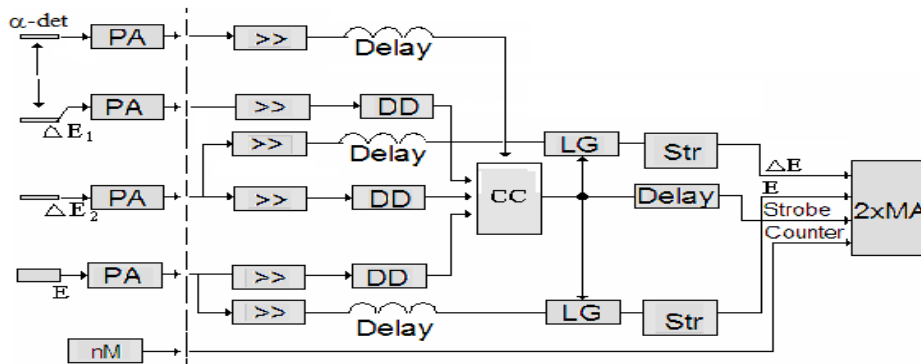


Рис.6 - Блок-схема электроники для 3-х детекторного телескопа

На рисунке 7 на фрагменте экрана ПК показан двумерный ΔE - E - спектр заряженных частиц, регистрируемых двухдетекторным телескопом ($W_{\Delta E} = 50$ мкм, $W_E = 700$ мкм). Справа показаны соответствующие энергетические спектры. При облучении потоком нейтронов с $E_n = 14.1$ МэВ в качестве конвертора использовалась дейтеро-полиэтиленовая фольга толщиной 20 мкм. Видно, что пик дейтронов отдачи хорошо выделен.

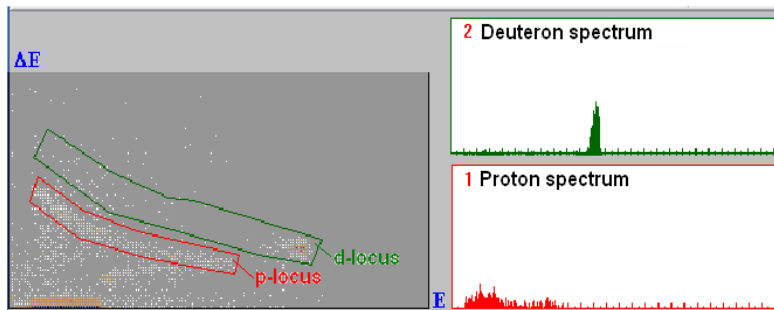


Рис.7 - Двумерный ΔE - E - спектр и энергетический спектр (в произвольных единицах) протонов и дейтронов при облучении дейтеро-полиэтиленовой фольги

В заключение авторы приносят благодарность проф. А.А. Балдину (ОИЯИ) за изготовление узла регистрации альфа-частиц с быстрыми токовыми предусилителями и за полезные консультации, а также проф. С.А. Раджапову (ФТИ АН РУз) за предоставление ΔE и E – детекторов для системы регистрации ядер отдачи.

Литература

1. Mueller A.C. 2012. Transmutation of Nuclear Waste and the future MYRRHA. Demonstrator Proc. of the 11th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions. 420.
2. Pesenti et al. 2004. Detection of hidden explosives by using tagged neutron beams with sub-nanosecond time resolution. Nucl. Instr. Meth. A531, 657.
3. С.В. Артемов и др. 2019. Методы измерений спектров быстрых нейтронов на нейтронном генераторе НГ-150 ИЯФ АН РУз. Вестник молодых ученых 27-31.
4. Artemov S.V., et al. 2017. Method for measuring the energy of fast neutrons by the recoil deuterons using a telescope of semiconductor Si detectors. II Международный научный форум «Ядерная наука и технологии» 24-27 июнь, Алматы, Казахстан, 213-214.

НЕСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДИССОЦИАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

П. Зарубин¹ и А. Зайцев¹

¹Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна, Россия

Аннотация

Представлены результаты по идентификации нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ и состояния Хойла (HS) в релятивистской диссоциации изотопов ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ в ядерной эмульсии (ЯЭ). Основной мотивацией исследования является перспектива использования этих состояний в поиске более сложных нестабильных состояний, распадающихся с их участием. Представлены возможности метода ЯЭ для исследования вклада множественных ансамблей легчайших ядер He и H во фрагментацию релятивистских ядер. Продемонстрировано, что для идентификации релятивистских распадов ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ и HS в ЯЭ достаточным является определение инвариантной массы как функции углов в парах и тройках фрагментов He и H в приближении сохранения импульса на нуклон родительского ядра. Отмечается образование HS в диссоциации ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$. Согласно критериям, установленным таким образом, оценен вклад нестабильных ядер в релятивистскую фрагментацию ядер ${}^{28}\text{Si}$.

Ключевые слова: релятивистская диссоциация ядер, ядерная эмульсия, нестабильные состояния, инвариантная масса

1. Введение

Генерация ансамблей, состоящих из нескольких ядер He и H возможна в периферической диссоциации релятивистских ядер. Потенциально, углубленное изучение их особенностей может пролить свет на актуальные вопросы ядерной физики нескольких тел. В фокусе теоретических разработок находится возможность существования состояний, обладающих выраженной α -конденсатной и ядерно-молекулярной структурой. В свою очередь находки соответствующих лабораторных поисков могли бы быть привлечены для развития многотельных сценариев ядерной астрофизики.

Будучи гибким и недорогим, метод ядерной эмульсии ЯЭ отвечает на соответствующие экспериментальные вызовы, по крайней мере на этапе поисков. В слоях ЯЭ, продольно облученных релятивистскими ядрами, следы фрагментов могут наблюдаться с исчерпывающей полнотой, а их направления определяться с наилучшим разрешением. Определение инвариантной массы групп релятивистских фрагментов в приближении сохранения скорости начального ядра позволяет спроецировать угловые корреляции фрагментов на энергетический масштаб ядерной физики. Тем самым, возникает новая и вместе с тем наглядная возможность экспериментального изучения ансамблей легчайших ядер сразу над порогом связи. Возможно как использование результатов, получаемых в рамках метода ЯЭ, при планировании экспериментов высокой сложности и разнообразием самых современных детекторов, так и широкомасштабное применение самого метода на основе достижений компьютеризированной микроскопии.

С начала 2000-х гг. метод ЯЭ применялся в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ на нуклотроне ОИЯИ для изучения состава легкой фрагментации нескольких стабильных и радиоактивных ядер (P.I. Zarubin, 2013; D.A. Artemenkov, A. A. Zaitsev, P. I. Zarubin, 2017; D.A. Artemenkov, V. Bradnova *et al.*, 2017). Известные и ранее не наблюдавшиеся особенности изотопов ${}^7,9\text{Be}$, ${}^{8,10,11}\text{B}$, ${}^{10,11}\text{C}$, ${}^{12,14}\text{N}$ выявились в вероятностях каналов их диссоциации в ЯЭ. Наиболее периферические взаимодействия, именуемые когерентной диссоциацией или “белыми” звездами, не сопровождаются фрагментацией ядер мишени и рождением мезонов. В диссоциации ${}^{10}\text{B}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{11}\text{C}$ идентифицированы релятивистские распады ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + p$. По-видимому, отсутствие у ядра ${}^9\text{B}$ стабильного состояния не препятствует его присутствию в структуре этих ядер. Во фрагментации ${}^7\text{Be}$ идентифицированы распады ${}^6\text{Be} \rightarrow \alpha + 2p$. Вместе с тем, сигнал ${}^6\text{Be}$ в диссоциации ${}^{10}\text{C}$ выявлен не был. В таком контексте далее будет дан краткий обзор применению ЯЭ в отношении нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ и поиску более тяжелых состояний, связанных с ними.

2. О нестабильных ядрах и состояниях

Идентификация релятивистских распадов ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ в ЯЭ указала на возможность идентификации нестабильного состояния тройки α -частиц, именуемого состоянием Хойла (HS) в релятивистской диссоциации ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (D.A. Artemenkov *et al.*, 2018) и затем ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ (D.A.

Artemenkov *et al.*, 2020). Решение этой задачи позволяет использовать HS как «инструмент» поиска экзотических компонент в ядерной структуре и сложных нестабильных состояний, распадающихся с его участием. Заслуживает изучения возможность извлечения информации о размере HS на основе распределений по полному поперечному импульсу α -троек.

HS является вторым (и первым α -несвязанным) возбуждением 0^+_{2} ядра ^{12}C (F. Ajzenberg-Selove, 1988). Синтез ^{12}C возможен через два нестабильных состояния $3\alpha \rightarrow \alpha^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{2} \text{ или HS}) \rightarrow ^{12}\text{C}$. В 3α -процессе HS проявляет себя как нестабильное ядро, пусть необычной ядерно-молекулярной структуры. Ядро ^8Be является неизменным продуктом распада HS и ^9B . Энергия распада ^8Be составляет 91.8 кэВ, а ширина 5.57 ± 0.25 эВ (F. Ajzenberg-Selove, 1988). Обособленность HS среди возбуждений ^{12}C , предельно малые значения энергии над 3α -порогом (378 кэВ) и ширины распада (9.3 ± 0.9 эВ) указывают на его сходство с ядром ^8Be . Основное состояние ядра ^9B выше порога $^8\text{Be} + p$ на 185.1 кэВ, а его ширина 0.54 ± 0.21 кэВ (F. Ajzenberg-Selove, 1988). Значимость HS не ограничивается ролью возбуждения ядра ^{12}C . Вне зависимости от структурных особенностей HS проявляется в ядерных реакциях как универсальный объект подобный ^8Be и ^9B (M. Barbui *et al.*, 2018; R. Charity *et al.*, 2019; J. Bishop *et al.*, 2019). Согласно ширинам, ^8Be , ^9B и HS могут являться полноценными участниками в релятивистской фрагментации. Продукты их распада образуются при пробегах от нескольких тысяч (^8Be и HS) до нескольких десятков (^9B) атомных размеров, т. е. за время на много порядков большее, чем время возникновения других фрагментов. Вследствие наименьшей энергии распада ^8Be , ^9B и HS должны проявляться как пары и тройки релятивистских фрагментов He и H с наименьшими углами раскрытия, что их на фоне других продуктов фрагментации.

^8Be и HS рассматриваются как простейшие состояния α -частичного конденсата Бозе-Эйнштейна (Yamada and P. Schuck, 2004; A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck and G. Röpke, 2017). Как 4α -конденсат рассматривается 6-е возбужденное состояние 0^+_{6} ядра ^{16}O при 15.1 МэВ (или 660 кэВ над 4α -порогом). Его α -распад мог бы идти в последовательности $^{16}\text{O}(0^+_{6}) \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{2}) \rightarrow ^8\text{Be}(0^+) \rightarrow 2\alpha$ или же $^{16}\text{O}(0^+_{6}) \rightarrow ^8\text{Be}(0^+) \rightarrow 4\alpha$. Несколько других изотопов имеют возбужденные состояния с ширинами порядка нескольких эВ или временами жизни несколько фемтосекунд не выше примерно 1 МэВ над порогами разделения α -частицы и стабильного остатка тяжелее He (F. Ajzenberg-Selove, 1988). При образовании во фрагментации таких состояний продукты распада также будут иметь минимальные углы раскрытия. Они будут даже более удобным предметом исследований, чем α -состояниями. В этой связи запланирован анализ зеркальных каналов $^{11}\text{C}(^{11}\text{B}) \rightarrow ^7\text{Be}(^7\text{Li}) + \alpha$. Имеется ЯЭ для подобного анализа по ядрам ^{10}B , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si .

3. Релятивистские распады ^8Be

Универсальная идентификация ^8Be по инвариантной массе 2α -пар – первый “ключ” к проблеме нестабильных ядерных состояний. Инвариантная масса системы релятивистских фрагментов определяется как сумма всех произведений 4-импульсов $P_{i,k}$ фрагментов $M^{*2} = \sum(P_i \cdot P_k)$. Вычитание массы начального ядра или суммы масс фрагментов $Q = M^* - M$ является вопросом удобства представления. Компоненты $P_{i,k}$ определяются в приближении сохранения фрагментами начального импульса на нуклон.

До сих пор полное детектирование ансамблей легчайших релятивистских фрагментов продемонстрировано только в методе ЯЭ. Однако, он не обеспечивает импульсного анализа. Это ограничение может компенсироваться привлечением сведений о фрагментации релятивистских ядер, полученных на основе магнитных спектрометров. В контексте этой статьи стоит отметить доступность данных по эксклюзивному изучению фрагментации релятивистских ядер кислорода на протонах, полученные с помощью водородной пузырьковой камеры ОИЯИ, помещавшейся в магнитное поле (V.V. Glagolev *et al.*, 2001).

Распределение по $Q_{2\alpha}$ представлено на рис. 1 для когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ при энергии 3.65 А ГэВ. В случае ^{12}C использованы измерения полярных и азимутальных углов α -частиц в 316 “белых” звезд, выполненные в 90-е гг группами Г. М. Чернова (Ташкент) (V.V. Velaga *et al.*, 1995) и А. Ш. Гайтинова (Алма-Ата) и дополненные недавно группами ФИАН и ОИЯИ. В случае ^{16}O доступны схожие данные для 641 “белой” звезды (N.P. Andreeva *et al.*). Для этих событий рис. 1 представлены распределения инвариантной массе в области $Q_{2\alpha} < 10$ МэВ всех комбинаций 2α -пар $N_{2\alpha}$, нормированные на соответствующее число “белых” звезд N_{ws} . На вставке рис. 1 эти данные приведены в области $Q_{2\alpha} < 0.5$ МэВ.

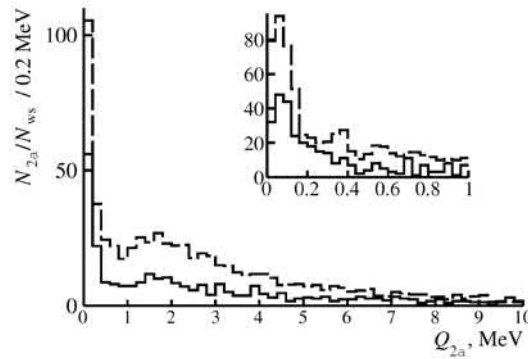


Рис. 1. Распределение числа 2α -пар $N_{2\alpha}$ по инвариантной массе $Q_{2\alpha}$ в когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (сплошная) и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ (пунктир) при 3.65 А ГэВ; на вставке увеличенная часть $Q_{2\alpha} < 1$ МэВ (шаг 40 кэВ); гистограммы нормированы на числа “белых” звезд N_{ws} .

Включение импульсов для определения $Q_{2\alpha}$ имело бы смысл при точности их измерений порядка десятых процента при сохранении того же углового разрешения. Действительно, согласно данным водородной пузырьковой камеры имеется пик ^8Be в распределении по углу разлета (V.V. Glagolev *et al.*, 2001), а, значит, и в $Q_{2\alpha}$. Включение в вычисление $Q_{2\alpha}$ импульсов, точность измерения которых оценивается в 1.5% на длине 40 см жидкого водорода, ведет к «рассыпанию» пика. Несомненно, что применение импульсного анализа ведет и к дополнительному ухудшению и углового разрешения. Этот вывод стоит учитывать при планировании электронных версий подобных исследований.

3. Релятивистские распады ^9B

Следующий “ключ” в изучении нестабильных состояний – ядро ^9B . При изучении когерентной диссоциации изотопа ^{10}C при энергии 1.2 А ГэВ канал диссоциации $2\text{He} + 2\text{H}$ проявился как лидирующий (P.I. Zarubin, 2013). Статистика четверок $2\text{He} + 2\text{H}$ в нем составила 186 или 82% наблюдавшихся “белых” звезд. Распределение по инвариантной массе 2α -троек $Q_{2\alpha p}$, представленное на рис. 2, указывает на число распадов $N(^9\text{B}) = 54$, удовлетворяющих условию $Q_{2\alpha p}(^9\text{B}) < 0.5$ МэВ, что составляет $30 \pm 4\%$ событий $2\text{He} + 2\text{H}$. Во всех этих 2α -тройках и только в них согласно условию $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) < 0.2$ МэВ идентифицированы также распады ^8Be . Этот факт указывает на доминирование последовательности $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + p$ и $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Обильное образование ядер ^9B в диссоциации ^{10}C указывает на его важную роль в качестве структурной основы этого изотопа.

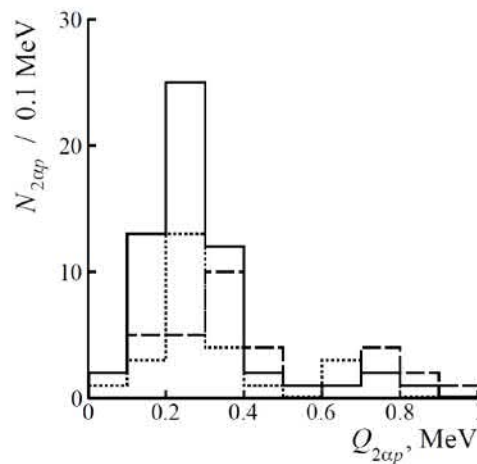


Рис. 2. Распределение числа 2α -троек $N_{2\alpha p}$ по инвариантной массе $Q_{2\alpha p}$ (< 1 МэВ) в событиях когерентной диссоциации $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He}2\text{H}$ (сплошная) и диссоциации $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He}2\text{H}$ (точки) и $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{HeH}$ (пунктир).

4. Релятивистские распады состояния Хойла

Используя угловые измерения "белых" звезд $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, метод инвариантной массы несложно распространить на идентификацию релятивистских распадов состояния Хойла. В последнем случае распады HS могут проявиться в диссоциации $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}^* (\rightarrow 3\alpha) + \alpha$. Оба распределения по инвариантной массе 3α -троек $Q_{3\alpha}$, представленные на рис. 3, демонстрируют сходство. Их основные части, в области $Q_{3\alpha} < 10$ МэВ, охватывающей α -частичных возбуждения ^{12}C до порога отделения нуклонов, описываются распределением Рэля с параметрами $\sigma_{Q_{3\alpha}}(^{12}\text{C}) = 3.9 \pm 0.4$ МэВ и $\sigma_{Q_{3\alpha}}(^{16}\text{O}) = 3.8 \pm 0.2$ МэВ.

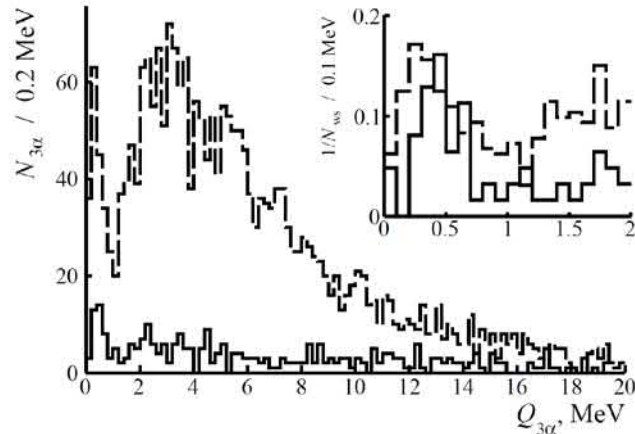


Рис. 3. Распределение числа 3α -троек $N_{3\alpha}$ по инвариантной массе $Q_{3\alpha}$ в 316 "белых" звезд $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (сплошная) и 641 "белой" звезде $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ (пунктир) при 3.65 А ГэВ; на вставке увеличенная часть $Q_{3\alpha} < 2$ МэВ нормированная на числа "белых" звезд N_{ws} .

В обоих случаях наблюдаются пики распределений в области $Q_{3\alpha} < 0.7$ МэВ, где ожидается сигнал HS. Статистика в пиках за вычетом фона составила $N_{\text{HS}}(^{12}\text{C}) = 37$ со средним значением $\langle Q_{3\alpha} \rangle (\text{RMS}) = 417 \pm 27$ (165) кэВ and $N_{\text{HS}}(^{16}\text{O}) = 139$ с $\langle Q_{3\alpha} \rangle (\text{RMS}) = 349 \pm 14$ (174) кэВ. На этой основе вклад распада HS в когерентную диссоциацию $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ составляет $11 \pm 3\%$, а случае $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ - $22 \pm 2\%$. Увеличение 3α -комбинаций в $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ приводит к заметному росту вклада распадов HS. Вместе с тем, отношение выходов ^8Be и HS проявляет приблизительное постоянство $N_{\text{HS}}(^{12}\text{C})/N_{^8\text{Be}}(^{12}\text{C}) = 0.26 \pm 0.06$ и $N_{\text{HS}}(^{16}\text{O})/N_{^8\text{Be}}(^{16}\text{O}) = 0.35 \pm 0.04$.

5. Поиск нестабильных состояний во фрагментации ядер Si

Доступны данные сотрудничества EMU по 1093 взаимодействиям ядер ^{28}Si при 14.6 А ГэВ (M.I. Adamovich *et al.*, 1995), содержащим измерения углов испускания релятивистских фрагментов. Тогда поиск событий велся по первичным следам без выборки. Число событий с множественностью релятивистских α -частиц $N_\alpha > 2$ составило 118. Недавно возобновлен поиск событий взаимодействий $N_\alpha > 2$ сканированием по полосам поперек направления входа первичных следов. Измерения углов ограничиваются конусом 2° . Тем самым радикально ускорен анализ в интересующей области малых инвариантных масс. В сравнительно короткое время к статистике Si добавлено 133 событий $N_\alpha > 2$. Распределения по инвариантным массам $Q_{2\alpha}$, $Q_{2\alpha\beta}$, $Q_{3\alpha}$ и $Q_{4\alpha}$ в областях малых значений, полученные на основе этих данных, представлены на рис. 4.

Согласно описанным выше критериям по ним определены числа ^8Be ($N_{^8\text{Be}}$), ^9B ($N_{^9\text{B}}$) и HS (N_{HS}). Для взаимодействий ядер Si найдено $N_{^8\text{Be}} = 52$; $N_{^9\text{B}} = 8$ с $\langle Q_{2\alpha\beta} \rangle (\text{RMS}) = 246 \pm 30$ (99) кэВ; $N_{\text{HS}} = 9$ с $\langle Q_{3\alpha} \rangle (\text{RMS}) = 405 \pm 53$ (160) кэВ при $N_\alpha = 3(3), 4(3), 5(2)$ и $6(1)$. $N_{\text{HS}}/N_{^8\text{Be}} = 0.17 \pm 0.04$ при $N_\alpha > 2$. 4α -квартеты отсутствуют до $Q_{4\alpha} < 2.5$ МэВ. Можно заключить, что в обоих случаях идентифицированы распады ^8Be и ^9B и получено указание на образование HS.

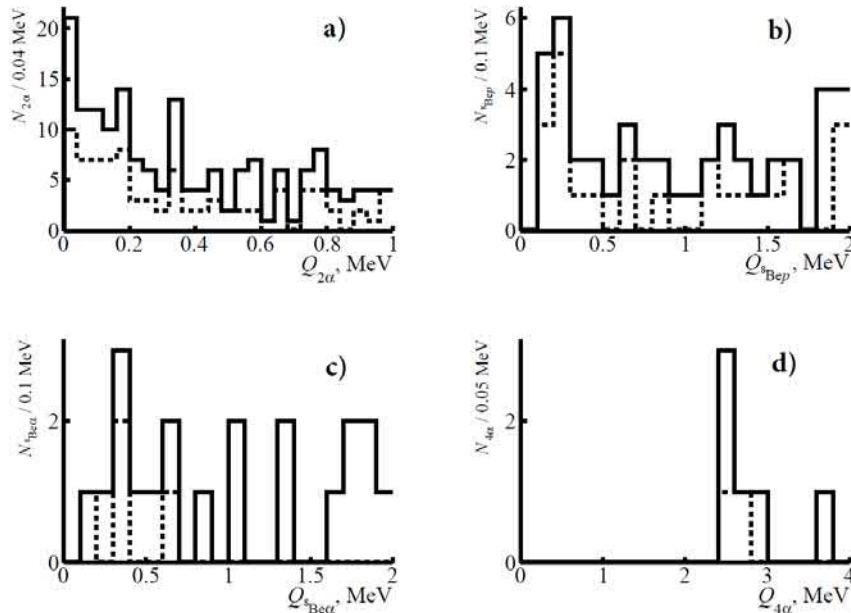


Рис. 4. Распределения всех комбинаций 2α , $2\alpha p$, 3α и 4α из событий фрагментации ядер ^{28}Si при 14.6 A ГэВ по инвариантным массам $Q_{2\alpha}$ (a), $Q_{2\alpha p}$ (b), $Q_{3\alpha}$ (c) и $Q_{4\alpha}$ (d) в областях их малых значений по данным без выборки (точки) и недавним измерениям при ускоренном поиске (добавлено, сплошная линия).

6. Заключение

Сохранившиеся и недавно полученные данные по взаимодействиям легких релятивистских ядер в ядерной эмульсии позволили установить вклад в их диссоциацию нестабильных ядер ^8Be и ^9Be и состояния Хойла, а также оценить перспективы подобных исследований в отношении средних и тяжелых ядер. Эти три состояния единообразно идентифицируются по инвариантным массам, которые вычисляется по измеренным углам испускания фрагментов He и H в предположении сохранения импульса на нуклон первичного ядра.

Отбор ^8Be в диссоциации изотопов ^9Be , ^{10}B , ^{10}C и ^{11}C определяется ограничением на вычисленное значение инвариантной массы 2α -пар до 0.2 МэВ , а ^9Be $2\alpha p$ -троек до 0.5 МэВ . Определенность в идентификации ^8Be и ^9Be стала основанием для поиска распадов из состояния Хойла в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. В последнем случае было установлено ограничение инвариантной массы 3α -троек до 0.7 МэВ . Выбор этих трех условий как “отсечек сверху” достаточен, поскольку значения энергии распада этих трех состояний заметно меньше ближайших возбуждений с тем же нуклонным составом, а отражение более сложных возбуждений невелико для этих ядер.

Будучи апробирован при изучении легких ядер, подобный отбор применим к диссоциации более тяжелых ядер для поиска более сложных состояний. В свою очередь продуктами α -частичного или протонного распада этих состояний могли бы служить состояния Хойла или ^9Be , и, затем, ^8Be . Возможен вариант распада с возникновением более одного состояния из этой тройки. Начальным этапом поисков в любом случае должен служить отбор событий, содержащих релятивистские распады ^8Be .

Стоит надеяться, что быстрый прогресс анализа изображений позволит придать совершенно новый размах использованию метода ЯЭ при исследовании ядерной структуры в релятивистском подходе. Решение поставленных задач требует инвестиций в современные автоматизированные микроскопы и воссоздание на современном уровне технологии ЯЭ. Вместе с тем, такое развитие будет базироваться на классическом методе ЯЭ, основы которого были заложены семь десятилетий тому назад в физике космических лучей.

4. Ссылки

1. P.I. Zarubin, 2013. "Tomography" of the cluster structure of light nuclei via relativistic dissociation, in: Ch. Beck (Ed.), Clusters in Nuclei, Lect. Notes in Phys., 875, Springer Int. Publ., 3, pp. 51-93; DOI: 10.1007/978-3-319-01077-9_3.

2. D.A. Artemenkov, A. A. Zaitsev, P. I. Zarubin, 2017. Unstable nuclei in dissociation of light stable and radioactive nuclei in nuclear track emulsion, Phys. Part. and Nucl. 48,147-157; DOI: 10.1134/S106377961701002.
3. D.A. Artemenkov, V. Bradnova *et al.*, 2017. Study of the involvement of ^8Be and ^9B nuclei in the dissociation of relativistic ^{10}C , ^{10}B , and ^{12}C Nuclei, Phys. At. Nucl. 80, 1126-1132; DOI:10.1134/S1063778817060047.
4. D.A. Artemenkov *et al.*, 2018. Nuclear track emulsion in search for the Hoyle-state in dissociation of relativistic ^{12}C nuclei, Rad. Meas. 119, 199-203; DOI: 10.1016/j.radmeas.2018.11.005.
5. D.A. Artemenkov *et al.*, 2020. The Hoyle state in relativistic ^{12}C dissociation, Springer Proc. Phys. 238, 137-139; DOI: 10.1007/978-3-030-32357-8_24.
6. F. Ajzenberg-Selove, 1988. Nucl. Phys. A 490, 1(); TUNL Nuclear Data Evaluation Project: <http://www.tunl.duke.edu/NuclData/>.
7. M. Barbui *et al.*, 2018. Searching for states analogous to the ^{12}C Hoyle state in heavier nuclei using the thick target inverse kinematics technique, Phys. Rev. C 98, 044601; DOI: 10.1103/PhysRevC.100.034320.
8. R. Charity *et al.*, 2019. Invariant-mass spectroscopy of ^{18}Ne , ^{16}O , and ^{10}C excited states formed in neutron-transfer reactions, Phys. Rev. C 99, 044304; DOI: 10.1103/PhysRevC.99.044304.
9. J. Bishop *et al.*, 2019. Experimental investigation of α condensation in light nuclei, Phys. Rev. C 100, 034320; DOI: 10.1103/PhysRevC.100.034320.
10. T. Yamada and P. Schuck, 2004. Dilute multi- α states in nuclei, Phys. Rev. C 69, 024309; DOI: 10.1103/PhysRevC.69.024309.
11. A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck and G. Röpke, 2017. Status of α -particle condensate structure of the Hoyle state, Rev. Mod. Phys. 89, 011002; DOI: 10.1103/RevModPhys.89.011002.
12. V.V. Glagolev *et al.*, 2001. Fragmentation of relativistic oxygen nuclei in interactions with a proton, Eur. Phys. J. A 11, 285; DOI: 10.1007/s100500170067.
13. V.V. Belaga *et al.*, 1995. Coherent dissociation $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ in Lead-enriched emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon, Phys. At. Nucl. 58, 1905; arXiv:1109.0817 .
14. N.P. Andreeva *et al.*, 1996. Coherent dissociation $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ in photoemulsion at an incident Momentum of 4.5 GeV/c per nucleon, Phys. At. Nucl. 59, 102; arXiv:1109.3007.
15. M.I. Adamovich *et al.*, 1995. $^{28}\text{Si}(^{32}\text{S})$ fragmentation at 3.7 A, 14.6 A and 200 A GeV, Z. Phys. A 351, 311; DOI: 10.1007/BF01290914.

ПРОГНОЗ ПРИРОДНЫХ КАТАСТРОФ-ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ, МЕТОДОМ КОНТРОЛЯ ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Б.С. Юлдашев¹, Р.А. Муминов², А.У. Максудов², Н. Умаралиев³, М.А. Джалилов³

Аннотация

В статье рассмотрен метод краткосрочного прогнозирования землетрясений, основанный на регистрации резкого изменения интенсивности потоков нейтронов и заряженных частиц на земной поверхности. По полученным с установки данным можно определить направление месторасположения эпицентра, ударную силу и время наступления землетрясения в пределах ошибки в 5% до происхождения события.

Ключевые слова: распад, интенсивность, ядерные взаимодействия, сейсмическая активность, вариация, заряженные частицы, нейтронный поток, прогноз.

Введение. В настоящее время прогнозирование природных катастроф как землетрясения остается острым актуальным вопросом. Работы по прогнозированию возможности землетрясения проводятся постоянно в течении десятки лет и для этих целей создаются различные методы наблюдений. Узбекистан находится в сейсмически активной зоне, и возможность прогнозирования землетрясений является для Республики важнейшей проблемой. Несмотря на многочисленные попытки, предпринимаемые в мире, нет достаточно надежной методики прогнозирования землетрясений краткосрочного, среднесрочного временного уровня. Примером может служить 1988 г. катастрофические разрушительные землетрясения в Спитаке (Армения), происходившие 1999 г. в Турции, в 2004 г. у острова Суматра, и в 2010 г. на острове Гаити, которые привели к гибели десятков тысяч людей. Не были спрогнозированы серии землетрясений, произошедших в Японии 2011 г., в Непале 2015 г., в Италии 2016 г.

Известно, что внешним источником нейтронов у Земли являются космические лучи, во взаимодействиях которых с атмосферой и Земной корой возникают эти частицы. С другой стороны, Земля обладает собственным, внутренним источником нейтронов, вследствие взаимодействия α -частиц от радиоактивных элементов. В Земной коре присутствуют естественные радиоактивные газы Радон и его изотопы - Торон и Актинон, являющиеся оптимальным индикатором местных предстоящих землетрясений. Уменьшение их концентрации, как за счет распада, так и за счет распространения из массива в воздух постоянно компенсируется новой генерацией в земных породах в процессе радиоактивного распада элементов. Распространение радона в земной коре и его выделение с поверхности почвы определяются коэффициентом диффузии, несмотря на то что содержание радона в этих потоках составляет ничтожные доли, он хорошо регистрируется приблизительно 30–50 распадов в секунду в одном кубическом метре, то есть активность радона составляет 30–50 Бк/м³. [1] Концентрация радона в приповерхностном слое почвы отражает динамические изменения напряженно-деформированного состояния земной коры, что составляет в одном кубическом метре $(0,2-0,3) \cdot 10^7$ атомов радона (или в 1куб см воздухе образуется $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов).

В цепочке распада радиоактивных элементов в значительном количестве присутствуют изотопы, которые при распаде дают альфа-частицы. Энергия альфа-частиц составляет от 5 МэВ до 9 МэВ. Такие частицы, вступая в ядерные взаимодействия с кислородом и азотом воздуха, а также с ядрами элементов, составляющих Земную кору, вызывают генерацию нейтронов. Поскольку в вариациях интенсивности потоков заряженных частиц и нейтронов проявляется динамическое состояние самой коры, то возникает возможность прогнозирования таких явлений, как землетрясения, связанные с деформациями. Для его реализации нами рассматривается:

- создание установки, основанной на ядерно-физическом методе для непрерывного слежения за всплесками интенсивности потоков нейтронного излучения и заряженных частиц от Земли, как за возможными предвестниками землетрясений.

В результате создано устройство, позволяющее на основе полученных результатов разработать методику прогнозирования землетрясений за 20 и более часов до их появления. Один из вариантов установки для изучения временных вариаций интенсивности потоков заряженных частиц и нейтронов на рисунке 1 [2]. В установке расположен углеродный поглотитель С, над которым размещен первый сцинтилляционный детектор S I. Под ним размещается второй сцинтиллятор S II и второй блок С. Далее под блоками фоновой защиты, состоящими из водородосодержащего вещества, помещается ряд из 7 нейтронных счетчиков n1-7, типа СНМ-15. По окружности установки

расставлены детекторы направления. Оптический контакт между торцом детектора и окном ФЭУ осуществляется с помощью кремнеорганического вазелина [3].

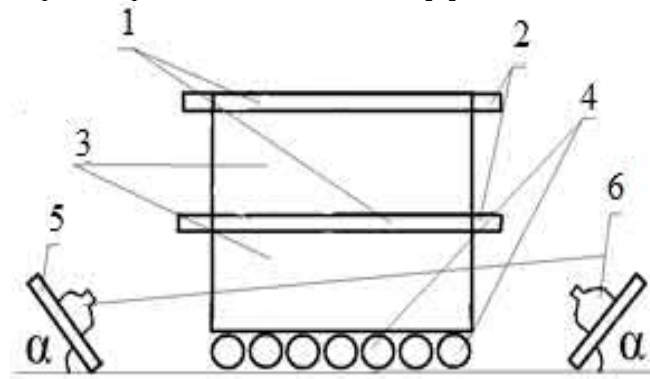
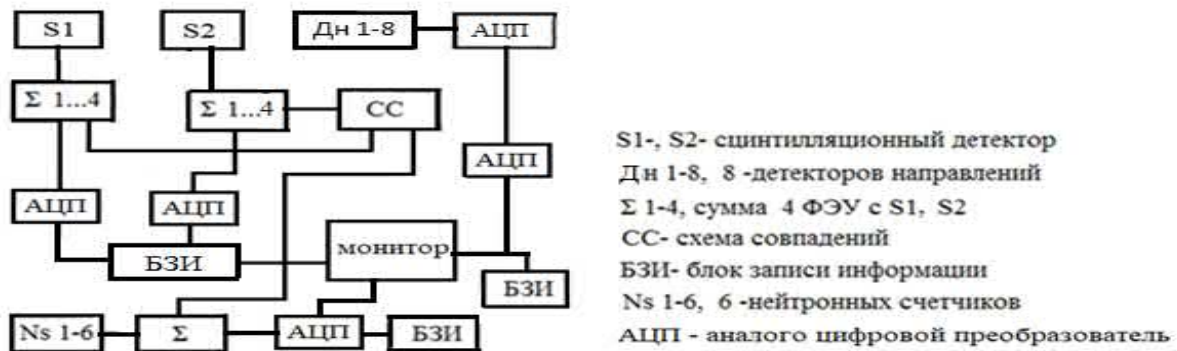


Рис.1. Схема расположения детекторов установки.

1- Сцинтиллятор и 2- его ФЭУ, 3- поглотители, 4- нейтронные счетчики, 5- детекторы направлений 6- их ФЭУ

Данная установка, в отличие построенными другими методами, позволит регистрировать с помощью различных детекторов временные вариации интенсивности потоков нейтронов и заряженных частиц, что дает возможность существенно повысить достоверность прогнозирования природных катастроф.

На рис. 2 представлена блок-схема электронной системы регистрации установки. Сигналы от каждого сцинтиллятора S1 и S2 поступают через эмиттерные повторители ЭП на сумматор Σ . Просуммированный сигнал с 4-х ФЭУ стандартизуется на формирователе Ф и поступает на схему совпадений СС. При наличии одновременного сигнала от двух сцинтилляционных детекторов на выходе схемы СС возникает сигнал, который через формирователь поступает на счетчик событий С и через АЦП (аналого-цифровой преобразователь) на интерфейс ИФ.



Фиг. 2. Блок - схема системы регистрации

Данные сигналы от нейтронных и сцинтилляционных детекторов будут записываться в компьютеры и могут быть использованы в любой момент. Информация в реальном времени выводится на экран монитора (рис.3). Результаты наблюдений за вариациями нейтронного потока с отдельных пунктов планируется собирать и анализировать в реальном масштабе времени в едином центре. Кроме того, информация в реальном времени выводится на экран монитора. Результаты наблюдений за вариациями нейтронного потока с отдельных пунктов планируется собирать и анализировать в реальном масштабе времени в едином центре [6].

В реальных условиях землетрясения сопровождается нагрузками ударного типа, что создает Р- и S-волны. По Р-волнам определяют ударную магнитуду, а по S- интенсивность воздействия землетрясения. Известны некоторые работы алгоритмов где используется спектр Р- волны по минимум четырем (Allen, 2003 г) и (Капатоги, 2005 г более) станций.

Геофизик Т. Рикитаки провел статистический анализ связей длительности аномалий T и ее амплитуды A и ожидаемой магнитуды M, выделив три класса предвестников. Для среднесрочных предвестников он получил уравнение: $\log Dt = aM - b$,

где, $a = 0,76$; $b = -1,83$, а t - сутки. При $M = 5-7$ время проявления предвестников составляет первые месяцы - первые годы.

Между интенсивностью (I_0) землетрясения в эпицентре, которое выражается в баллах, и магнитудой (M) существует соотношение: $I_0 = 1,7 \cdot 10^M$; $M = 0,6 \cdot \lg I_0 + 1,2$.

Более сложное уравнение характеризует связь между интенсивностью колебания I_0 , магнитудой M и глубиной очага H : $I_0 = aM - b \log H + c$, где, a, b, c - коэффициенты, определяемые эмпирически для конкретного района землетрясения.

Энергия, выделяющаяся при землетрясениях, $E = p_0 r V (a / T)$, где r - плотность верхних слоев Земли, V - скорость распространения сейсмических волн, a - амплитуда смещения, T - период колебаний. Исходным материалом для расчета энергии служат данные сейсмограмм. Б. Гутенберг, как и Ч. Рихтер, работавший в Калифорнийском технологическом институте, предложил связь между энергией землетрясения и его магнитудой по шкале Рихтера;

$$\log E = 9,9 + 1,9M - 0,024M^2.$$

Данная формула показывает колоссальное возрастание энергии при увеличении магнитуды землетрясения. Самые слабые землетрясения, вызывающие повреждения, имеют магнитуду, равную приблизительно 5, что соответствует высвобождающейся энергии около 3×10^{12} Дж.

Известно, что в эпицентре землетрясения поверхность Земли испытывает в основном вертикальные колебания изосейсты. При удалении от эпицентра возрастает роль изосейст горизонтальной составляющей колебаний, но все эти расчеты производится по пост фактами. Детальное изучение сейсмогенных зон нашей планеты, позволило накопить уникальный экспериментальный материал по предвестникам землетрясений. Общее количество энергии обычно больше: часть ее превращается в теплоту, часть уходит на разрушение пород и т.д. Зависимость между энергией упругих волн, выраженной в джоулях, и силой землетрясений по шкале магнитуд не вполне однозначна, но большинство сейсмологов используют линейное уравнение следующего вида: $\lg E = aM + b$,

где коэффициенты приблизительно равны: $a = 4-6$, $b = 1-2$, и определяются для каждого конкретного условия.

Установки размещены в г. Ташкенте, г. Фергане и подготавливается для г. Самарканд, которые позволят прогнозировать землетрясения за сутки до начала с одновременным определением направления места эпицентра [5].

Все многообразие предвестников землетрясений неоднократно анализировалось с целью выявления общих закономерностей. Изучение вариации потоков нейтронов и интенсивности заряженных частиц на поверхности Земли низких энергий является качественно новым методом анализа состояния окружающей среды, способных заблаговременно определять предстоящие землетрясения [7].

С установки мы получили как прогнозирующие сигналы, так и сигналы, определяющие направления местоположения предстоящего землетрясения, начинающегося за 2-3 дня до его возникновения. Полученные сигналы с устройства с указанием направления показаны на рисунках 3 и 4.

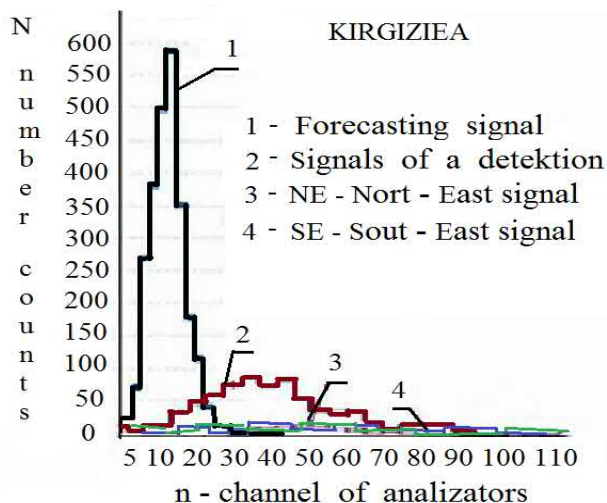


Рисунок 3.

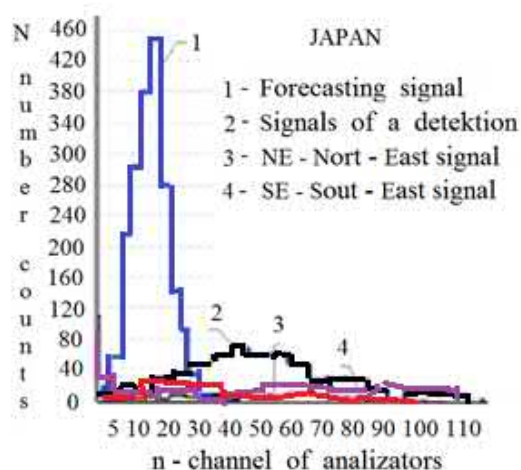


Рисунок 4.

Данные в цифровом виде выводятся на дисплей, как прогностических сигналов, так и сигналы,

указывающие направление месторасположения эпицентра землетрясения, как расположение самой установки.

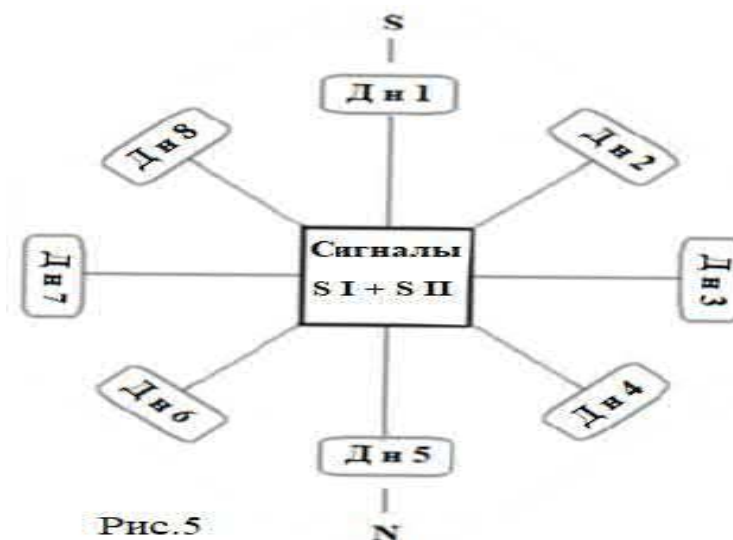


Рис.5

На рис.5 показано расположение детекторов Дн1-Дн8 направления с привязкой к земному полюсу, и S1+SII сцинтилляционных детекторов. Появление в этих ячейках цифр начало предстоящих сейсмических процессов, переходящих к землетрясениям.

Амплитуда сигнала зависит от силы предстоящих землетрясений, чем больше сигнал, тем сильнее толчки землетрясения. Величина амплитуды сигналов коррелирует с дальностью места регистрации, чем дальше эпицентр, тем амплитуда сигнала меньше [8]. По мере приближения времени происходящих событий земных толчков сигналы нарастают еще больше. После получения зарегистрированных максимальных импульсов, и после происшедших событий землетрясений сопоставляя с данными European-Mediterranean Seismological Centre (EMSC) были определены магнитуды (сила) М и место эпицентра.

Таблица № 1

№	Region	Date	Magnitude	Instrument data
1.	Kirgizia	7/19/2011	6,2	1130
2.	Kirgizia	12/13/2012	5	840
3.	Kirgizia	7/8/2016	4,7	600
4.	Turkey	10/23/2011	5,1	560
5.	Turkey	11/24/2011	6	690
6.	Turkey	11/25/2011	7	780
7.	Japan	7/20/2011	5,7	700
8.	Japan	2/7/2012	5,6	600
9.	Japan	8/16/2016	5,5	500
10.	Japan	8/23/2016	5,3	450
11.	Japan	9/1/2016	4,9	400
12.	Japan	9/1/2016	4,0	300

Из таблицы видны, что полученные устройством сигналы близкие по магнитуде происшедших землетрясений в пределах ошибок равны.

Данные зарегистрированных сигналов с устройства землетрясения в странах до происхождения и магнитуды (сила) М получены в даты по данным EMSC, как предварительная база данных приведены в таблице:

Таблица № 2

№	Region	Regression Equation	Correlation Coefficient	Coefficient of determination
1.	Kirghizia	$y = 2,843 + 0,002868 x$	0,9613	0,924
2.	Turkey	$y = 0,2992 + 0,008474 x$	0,9909	0,982
3.	Japan	$y = 3,224 + 0,003951 x$	0,8853	0,783

Для определения в живом времени действий (ударной силы) магнитуды в эпицентре возможно происходящего землетрясения вводятся расчёты, где участвуют получаемые данные прогностических сигналов и данные сигналов с детекторов направления с трех наблюдательных пунктов. Как только выявлены сигналы направлений, сводим из трех точек лучи, находим место возможно происходящего эпицентра землетрясения. По полученным данным производится математический расчет регрессионного метода, где и получается точное место эпицентра [10]



Рис. 6. Распределение набора данных за ~ 4 часа с сигналов, сработавших превышающих порог регистрации, с устройства, размещенного в г. Фергана в 21.01.20г.

В данное время нами создается мини сеть, размещая устройства в сейсмически активных регионах страны в гг. Ташкент, Фергана и Самарканд [5]. В г. Фергане на территории филиала Ташкентского университета информационных технологий и в г. Самарканде устанавливаются такие же установки, как и в Ташкенте [6]. Проведены испытания установки, размещенной в г. Фергане. Установка работает в следящем режиме с выставленным по амплитуде и частоте сигналов порогом по магнитуде выше 3 баллов. Сигналы начинают появляться за 3-суток и начинают расти до происхождения землетрясения, а после падают до нуля (до фона) [2,7].

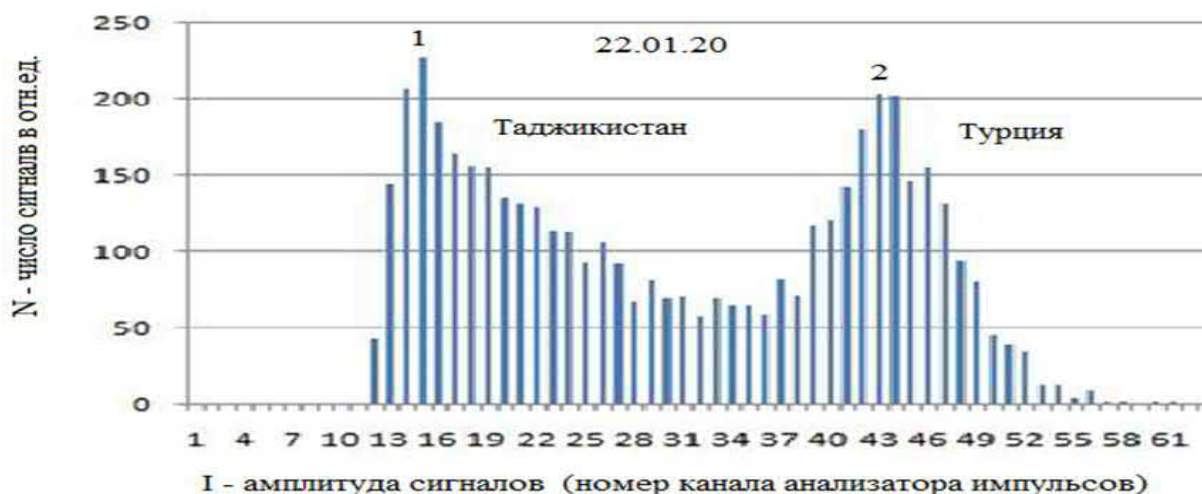


Рис.7. Приводится как пример распределение сигналов, полученные в 22.01.20г за 2 суток до землетрясения



Рис. 8. Распределение сигналов в 23.01.2020 за 20 часов до происхождения землетрясения.

После мы выяснили где, и какой магнитуды силой происходило землетрясения. На рисунке 8 приведены полученные в 23.01.20 предварительные данные с установки, за 20 часов до происхождения землетрясения в Таджикистане 24 января 2020г магнитудой 5,5 (пик цифра 1). Происходившие землетрясения в Таджикистане хорошо ощущалось в Ферганской долине и г. Ташкенте, и за ним спустя ~ 9 часов землетрясения происходит в Турции пик цифрой 2 с магнитудой 6,8. Все эти рисунки распределения получены в одном измерении течении около 3 суток. Регистрация сигналов с установки почти за сутки до землетрясения прерваны, причиной которого является случайное аварийное отключение районного напряжения питания сети в вечернее время. Если не техническая причина отключения питания, то пик сигнала составил бы ~ 650 для цифры 1 и ~ 450 для цифры 2. Так как проводилось испытания установки, ежедневно контролировалось появление сигналов. С появлением сигнала, контрольный ход события набора данных записаны отдельно. Если проследить ежедневные записей данных, то сценария происходил внизу показанных рисунках.

Сравнивая одинаковые магнитуды происходивших землетрясений и полученные сигнальные данные с детекторов, сможем определить магнитуду эпицентра предстоящего землетрясения. По полученным данным за 18 месяцев видно, что действительно показания данных зарегистрированных сигналов с детекторов с одинаковыми силами толчков (магнитуд) в пределах ошибок одинаковы. Это набранные данные за время более 2-х суток, одновременно зарегистрированных случаев с устройства, указывающие на возможность определения происхождения землетрясения за несколько часов до события.

Как только выявлены сигналы направлений, сводим из трех точек лучи, находим место возможно происходящего эпицентра землетрясения. Такой прогноз укажет, где, когда и с какой силой (магнитудой) произойдет сейсмическое стихийное бедствие. Все амплитуды сигналов, передаваемые детектору, зависят от энергий налетающих заряженных частиц. Полученные данные прогностических сигналов равных по магнитуде землетрясений в пределах 5% ошибок показали одинаковые числа, что и дает возможность определить ударную силу будущего землетрясения в предполагаемом эпицентре от трех пунктов.

Предполагается совместно с установкой в г. Ташкенте на территории Физико-технического института АН РУз, и вместе с такой же установкой, созданной в соседних странах, исследовать корреляционные зависимости параметров всплеска нейтронного потока и интенсивности заряженных частиц от места эпицентра землетрясения [4, 5]. Проводя исследование вариации интенсивности потоков заряженных частиц с трех наблюдательных точек, позволяет получать возможность краткосрочно прогнозировать предстоящие землетрясения, отвечая на вопросы, когда, где и с какой силой произойдет сейсмическое событие.

Выводы:

Аномальные вариации параметров потоков заряженных частиц как предвестники находятся в хорошей корреляции в течение 2-3 суток заранее, предшествующих моменту землетрясения, так и во время сейсмической активности. По предварительно полученным данным сигналов нам представилось что, можно прогнозировать землетрясение с определением направления месторасположения эпицентра.

Этот метод принципиально новый и имеет преимущества перед другими методами прогнозирования, за счет изучения элементарных частиц, рожденных в земной коре, может определять в живом времени развитие сейсмоактивных процессов до землетрясения.

Разработанное устройство, работающее по этому методу, регистрирует потоки заряженных частиц и нейтронов низких энергий, исходящих из гипоцентра, и обеспечивает за несколько часов определять развитие землетрясения с определением направления месторасположения эпицентра.

Аномальные вариации параметров потоков заряженных частиц как предвестники находятся в хорошей корреляции в течение 2-3 суток вперед, предшествующих моменту землетрясения, так и во время сейсмической активности.

Полученные амплитуды сигналов в пределах $\pm 5\%$ ошибок одинаковы, что дает возможность определять (ударную силу) магнитуду предстоящего землетрясения.

Проводя исследование вариации интенсивности потоков заряженных частиц с трех наблюдательных точек, будет получена возможность заранее определить, когда, где и с какой силой произойдет землетрясения.

Литература

1. В. И. Уткин, А.К.Юрков. Динамика выделения радона из массива горных пород как краткосрочный предвестник землетрясения // Докл. РАН. 1998. Т. 358, № 5. С. 675–680.
2. А. У. Максудов. Создание глобальных сетей регистраций предвестников землетрясения // Computational nanotechnology // № 1, 2017, с.33-35;
3. А. У. Максудов. Мониторинг сейсмических предвестников для прогноза землетрясений // Computational nanotechnology // № 1, 2016, с.52-61;
4. Курскеев А.К. Землетрясение и сейсмическая безопасность. Алматы, РК, «ЭВРО», 2004 с.504.
5. Курскеев А.К.Серазетдинова Б.З., Литовченко И.Н. Энергетическая основа формирования очаговых зон землетрясений /Сборник докладов международной научной конференции, геофизические методы решения актуальных проблем современной сейсмологии, посвященной 150-летию Ташкентской научно исследовательской геофизической обсерватории. Ташкент 15-16 октября 2018г, с.178-187.
6. Академик АН РУз Т.С. Юлдашбаев, А. У. Максудов. //Разработка методики регистрации предвестников землетрясений по наблюдениям временных вариаций потока космических лучей и нейтронов // Доклады АН РУз, 2010, т. 14, № 3, с.144- 148.
7. Академик АН РУз Т.С. Юлдашбаев, А. У. Максудов. Предварительные результаты изучения временных вариаций космических лучей на новой экспериментальной установке. ДАН РУз, 2011, т.14, № 3, с.14- 16.
8. Академик АН РУз Т.С. Юлдашбаев, А.У.Максудов, и др. //Изучение временных вариаций потока заряженных частиц и нейтронов малых энергий// УФЖ АН РУз, 2012, № 3, с. 144- 148.
9. А. У. Максудов, М. А. Зуфаров. Предварительные данные регистраций предвестников землетрясения модернизированной установкой. //Computational nanotechnology// № 3, 2017, с.33-35;
10. Asatulla U. Maksudov & Mars A. Zufarov, Measurement of neutron and charged particle fluxes toward earthquake prediction//Earthquake Science, ISSN 1674-4519, Earth Sci, DOI 10.1007/s11589-017-0198-z;
11. Rustam Kh., Makhsudov Asatulla U., Zufarov Mars A.//Nuclear-radioactive reactions in earth crust the generator of earthquake harbingers // Computational nanotechnology. M. №3, 2018г. p.68-72. <http://www.urvak.ru>
12. Rakhimov R.Kh., Umaraliev N., Djalilov M.L., Maksudov A.U. // Regressions models for forecasting of earthquakes // Computational nanotechnology. M. №3, 2018г. p.43-45.

СРАВНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ ИЗМЕРЕННЫХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ПОЛУЧЕННЫХ В СИСТЕМЕ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

*А.В. Агапов^а, К.Н. Шипулин^а, В.Н. Гаевский^а, Г.В. Мицын^а, А.Г. Молоканов^а,
Б.С. Юлдашев^б, Э.Х. Бозоров^б, А.А. Абдувалиев^б, О.О. Боборахимова^б*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт ядерной физики АНРУз, Ташкент

e-mail: azizbek4444@outlook.com

Аннотация

Для облучения новообразований, расположенных вблизи жизненно важных радиочувствительных структур и органов необходимо обеспечить точное пространственное совмещение пучка с мишенью в сеансах протонной терапии. Целью работы является сравнение распределений дозы полученных в программе планирования протонного пучка и измеренных в результате эксперимента с применением радиохромных пленок в Медико-техническом комплексе (МТК) Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ).

ВВЕДЕНИЕ

Уже несколько десятилетий человечество изучает воздействие ионизирующего излучения на организм человека. При этом акцентируется внимание как на положительном, так и отрицательном эффекте, возникающем при его применении. Разрабатываются новые методы, которые позволяют добиваться максимального лечебного эффекта при снижении отрицательного действия на организм. Улучшается оборудование для проведения лучевой терапии, появляются новые технологии облучения. Большие надежды возлагаются на протонную терапию, с помощью которой можно максимально прицельно подводить высокие дозы излучения к глубоко расположенным опухолям при минимальном повреждении здоровых тканей за счет выделения радиационной дозы на определенном отрезке пробега частиц. Благодаря сравнительно большой массе протоны испытывают лишь небольшое поперечное рассеяние в ткани, а разброс длины их пробега очень мал; пучок можно сфокусировать на опухоль, не внося неприемлемых повреждений в окружающие здоровые ткани. Все протоны заданной энергии имеют совершенно определенный пробег; ничтожное их число превышает это расстояние. Более того, практически вся радиационная доза выделяется в ткани на последних миллиметрах пробега частиц; этот максимум называют Брэгговским пиком. Местоположение Брэгговского пика зависит от энергии, до которой были разогнаны частицы в ускорителе, эта энергия в большинстве случаев должна находиться в диапазоне от 70 до 250 МэВ. Следовательно, появляется возможность сфокусировать область разрушения клеток протонным пучком в глубине здоровой ткани, окружающей опухоль; ткани, расположенные до Брэгговского пика, получают некоторую незначительную дозу. В настоящей статье представлены этапы проверки пространственных распределений дозы, расширенные пики Брэгга, полученные в эксперименте и рассчитанные в результате планирования облучений.

1. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ЭТАПЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В эксперименте использовался терапевтический пучок протонов с энергией 155 МэВ [1]. Для измерения пространственного распределения дозы в эксперименте по проверке пространственных распределений дозы была использована радиохромная пленка (РХП) Gafchromic RTQA-1010P, состоящая из активной слоя, расположенного между тонкими листами полиэстера, имеющая размеры 100x130 мм и толщину 0.3 мм. Эта пленка, по данным производителя, позволяет измерить дозу протонного облучения в диапазоне 2 сГр-8 Гр.

Первый этап измерений состоял в определении соответствия степени потемнения РХП от дозы облучения. Для этого из одного листа РХП были вырезаны тринадцать кусочков пленки размером 20x20 мм, затем облучались калиброванными дозами (0; 0.25; 0.5; ... до 3 Гр). Пленки располагались перпендикулярно к оси протонного пучка на глубине 12 мм водного эквивалента.

Эксперимент заключался в облучении РХП сформированный протонным пучком – рассчитанной в трехмерной компьютерной системе планирования TPN [2]. Плоскость пленки была отклонена на 5° относительно оси пучка для того, чтобы избежать пролета протонов вдоль чувствительного слоя РХП.

2. ОБРАБОТКА ДАННЫХ.

Полученные в результате эксперимента РХП так же, как и калибровочные кусочки, пленки сканировались с помощью сканера HP Officejet 7213 (Рис. 1).

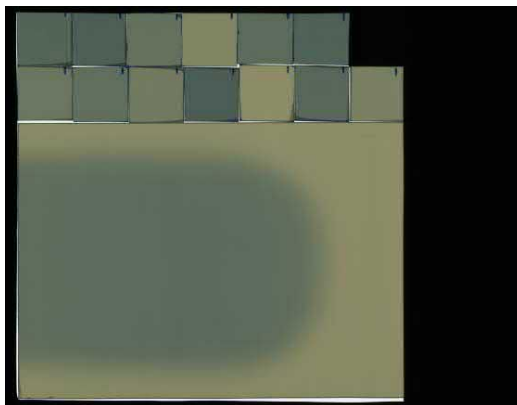


Рис. 1. Облученные калибровочные кусочки и лист РХП.

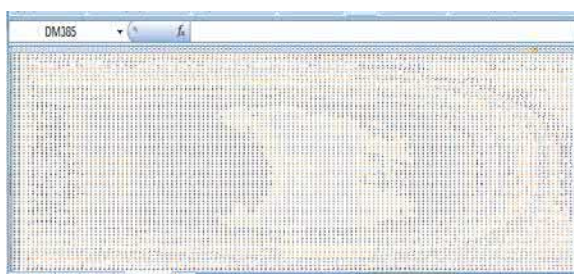
Из сканированных файлов были считаны значения потемнений в каждой точке и сформирована двумерная матрица данных в программе ImageJ. На основе предварительно облученных и отсканированных тринадцати калибровочных пленок построена калибровочная кривая (рис. 2).

№	Mean	Потемнение	Доза, Гр
1	22637.121	0	0
2	37415.772	0.035464918	0.25
3	34531.613	0.0649412	0.5
4	21722.689	0.089507329	0.75
5	28723.266	0.117049107	1
6	32274.673	0.139267941	1.25
7	27331.573	0.158271401	1.5
8	20477.834	0.180608433	1.75
9	30552.673	0.202607288	2
10	21175.546	0.222482091	2.25
11	23709.426	0.241365101	2.5
12	26182.242	0.252445652	2.75
13	24906.401	0.268005691	3
14	530.484		

$$D = -0.0154269735760937 + 7.68594004437670x + 6.81279444774532x^2 + 23.4456574426797x^3$$

Рис. 2. Матрица данных калибровочных пленок, калибровочная кривая и уравнение аппроксимации.

Уравнение аппроксимации (D – доза, x - потемнение) рассчитано с помощью математического пакета MAPLE-2017 [3] и использована для перевода значений матрицы потемнения облученных РХП в значения поглощенной дозы. Полученная таким образом матрица доз построена в офисной программе EXCEL (Рис.3).



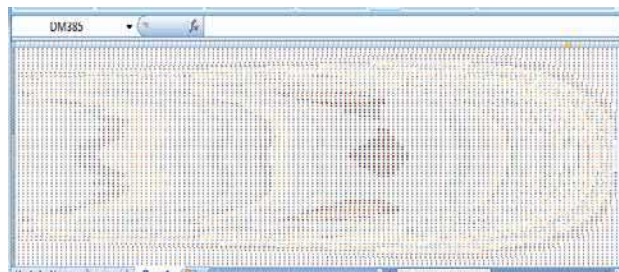


Рис.3. Матрицы доз: полученные с помощью РХП (слева), рассчитанные в результате системы планирования облучения (справа).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На рисунке 4 представлены расширенные пики Брэгга, полученные с помощью РХП, наложенные на пике, рассчитанные в результате планирования облучений.

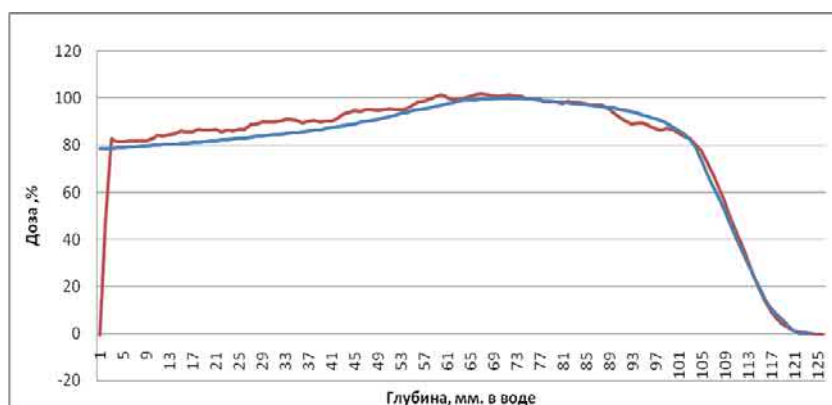


Рис. 4. Сравнение дозы: рассчитанная в результате планирования облучения (синий) и полученная с помощью РХП (красный)

Из полученного диаграммы видно, что измеренное распределение, по крайней мере в области высоких доз (80% и выше), находится в хорошем соответствии с планом. Таким образом, результаты измерений с РХП достаточно хорошо согласуются с расчетными данными планирования облучения в пределах погрешности методики измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.В. Агапов, Д. Енджейчак, Е.И. Лучин, Г.В. Мицын, А.Г. Молоканов, К.Н. Шипулин. Технология расчета и изготовления устройств формирования протонного пучка в радиотерапии // Письма в ЭЧАЯ, 2012.
2. А.В. Агапов, В.Н. Гаевский, И.А. Гулидов, А.В. Иглин, Е.И. Лучин, Г.В. Мицын, А.Г. Молоканов, М.А. Цейтлина, Е.П. Череватенко, С.В. Швидкий. Методика трехмерной конформной протонной лучевой терапии // Письма в ЭЧАЯ, 2004.
3. Абдувалиев А., Каримходжаев А., Гаврилов М. Решение уравнения теплопроводности с использованием метода функций Грина в пакете MAPLE // Проблемы физики и роль одаренной молодежи в ее развитии, РНПК-IX, 2016.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПЕРЕМЕННОЙ ЧЕТНОСТИ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В ПРИБЛИЖЕНИИ ТРЕХМЕРНОГО АСИММЕТРИЧНОГО РОТАТОРА

М.С. Надирбеков¹, О.А. Бозаров¹, М.Ж. Коржовов²

¹Институт Ядерной Физики АН РУз,
Ташкент, 100214, Узбекистан, nodirbekov@inp.uz

²Каршинский инженерно-экономический институт,
Карши, 180100, Узбекистан.

Аннотация.

В этой работе рассматривается возможность описания коллективных возбуждений положительной и отрицательной четности деформированных четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями. Предложено адиабатическое разделение степеней свободы вращения и вибрации, где структура полос положительной и отрицательной четности определяется движением ядра в трехосном жестком роторе. Показано, что смещение энергии между последовательностями противоположной четности можно объяснить как результат неаксиальности квадруполь-октупольных деформаций.

Ключевые слова: квадрупольные и октупольные деформации; энергетический спектры переменной четности; трехосный ротор; γ ст-полоса, γ -полоса.

1. Введение

Возбужденные коллективные состояния тяжелых четно-четных ядер с положительной и отрицательной четности для неаксиальных деформаций были рассмотрены в работах [1-4]. В [1] адиабатическое приближение было применено для описания коллективных спектров положительной четности четно-четных ядер. Кроме того, некоторые определенные свойства вращательных полос могут быть связаны с присутствием эффективной неаксиальной квадрупольной и октупольной деформации. Модели [2,3,5] основанные на таком предположении одновременно описывают состояния положительной и отрицательной четности в четно-четных ядрах.

В работе [3,6] преимущества адиабатического приближения используются относительно параметризации ядерной поверхности. В результате энергетические уровни основного состояния и уровни отрицательной четности деформированных четно-четных ядер рассматриваются как возбуждения трехмерного квадруполь-октупольного ротатора. В этом подходе энергетическое изменение между состояниями противоположной четности получено как результат эффекта К - смешивания из-за присутствия неаксиальных квадрупольных и октупольных деформаций. Данный подход существенно отличается от рассмотрения чистого октупольного или смешанного квадруполь-октуполь колебания и вращения. Последнее относится к ядерным октупольным колебаниям двойной ямой или более общий двумерный потенциал квадруполь-октупольный деформации с аксиальной симметрией и вращения [7-10], используемые для объяснения так называемых энергетических спектров переменной четности.

В работе [6] на основе адиабатического приближения исследован трехмерный квадруполь-октупольный ротор для описания структуры энергетического спектра и разветвления γ ст-полосы переменной четности коллективных состояний тяжелых четно-четных ядер основанных на эффекте К-смешивании. Но в этой работе γ -полоса коллективных состояний не были изучены.

В этой работе количественно рассматривается возможность объяснения структуры γ ст-полосы переменной четности и γ -полосы положительной четности в пределах трехмерного квадруполь-октупольного ротатора, которая основана на экспериментальных данных об энергетических уровнях положительной и отрицательной четности в тяжелых четно-четных ядрах [11]. Такое исследование служило бы полезной основой для оценки отдельной роли аксиальных и неаксиальных степеней свободы в формировании коллективных спектров в ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями, а также возможностью исследовать объединения их в общий модельный подход.

2. Трехмерный квадруполь-октупольный ротор в адиабатическом приближении

В адиабатическом приближении параметры деформации заменяются их эффективными значениями $\beta_{2\text{eff}}$ и $\beta_{3\text{eff}}$, η_{eff} и γ_{eff} которые соответствуют жесткому трехмерному ротатору. Это связано с тем, что массовые параметры и квадраты параметров деформации входят в проекции момента инерции $\mathcal{I}_i (i=1,2,3)$. Вводим следующие параметры $B_2=8B_2\beta_{2\text{eff}}$ и $B_3=8B_3\beta_{3\text{eff}}$, где B_2 и B_3 массовые

параметры. Таким образом, для момента инерции ядра имеем $\mathfrak{I}_i = \mathfrak{I}_i(B_2, B_3, \eta_{\text{eff}}, \gamma_{\text{eff}})$, где аргументы рассматриваются в качестве параметров.

Тогда матричный элемент адиабатического приближения имеет вид:

$$\langle IMK' \pi | \hat{H}_{rot} | IMK \pi \rangle = \frac{1}{2\sqrt{(1+\delta_{K',0})(1+\delta_{K,0})}} \left\{ [(A_1 + A_2)I(I+1) - (A_1 + A_2 - 2A_3)K^2] \times \right. \\ \left. + [\delta_{K',K} + \delta_{K',-K}] + 2(A_1 - A_2) [f(I, K)\delta_{K',K+2} + f(I, -K)(\delta_{K',K-2} + \delta_{K',-K+2})] \right\}. (1)$$

где π -четность состояний; I -полный угловой момента ядра в единицах \hbar ; K, M -проекция полного углового момента на аксиальную ось ядра в собственной и лабораторной системе координат; соответственно; $\delta_{K',-K}$ -символ Кронекера; $A_i(B_2, B_3, \eta_{\text{eff}}, \gamma_{\text{eff}}) = 1/(2\mathfrak{I}_i)$,

$$f(I, K) = \frac{1}{4} \sqrt{(I+K+2)(I+K+1)(I-K-1)(I-K)}. (2)$$

Рассчитанный спектр, полученный через вышеупомянутую процедуру диагонализации, был успешно применен [6] к энергетическим уровням $ugast$ -полосы положительной и отрицательной четности для некоторых актиноидных ядер $^{228,230,232}\text{Th}$, $^{230,232,234,236,238}\text{U}$ и ^{240}Pu .

Отметим, что правая сторона (1) не включает четность π явно, тогда, как упомянуто выше, это подразумевается значениям I (четное или нечетное). Самые низкие значения энергетического спектра $E^{\tau=0}(I)$ и соответствующие собственные функции $\Psi_{IM\tau}$ гамильтониана отвечают полосе основного состояния для четных I , и самой низкой полосе отрицательной четности для нечетных I . Таким образом, энергетический спектр и волновые функции при фиксированных значениях $\tau=1, 2, \dots$, определяют более высокие наборы полос положительной и отрицательной четности. В данной работе рассматриваются $ugast$ -полоса при $\tau=1$, с последовательностью спинов $I=0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, 5^-, 6^+, \dots$, и γ -полоса при $\tau=2$, с последовательностью спинов $I=2^+, 4^+, 6^+, 7^+, 8^+, \dots$.

3. Численные результаты и обсуждения

В данной работе рассмотрено описание возбужденных коллективных состояний $ugast$ -полосы переменной четности и γ -полосы положительной четности в пределах трехмерного квадруполь-октупольного ротатора для некоторых изотопов ядра $^{234,236,238}\text{U}$. В табл. 1 проведено сравнения теоретических и экспериментальных данных и получено хорошее согласие. Подгонка параметров трехмерного квадруполь-октупольного ротатора $B_2, B_3, \eta_{\text{eff}}$ и γ_{eff} к экспериментальным данным проведена методом наименьших квадратов и получено хорошие значения для RMS (root mean square) в единицах кэВ.

Таблица 1: Сравнение теоретических значений энергетических уровней $ugast$ - и γ -полос рассматриваемых ядер с экспериментальными данными [11].

Параметры	I^\pm	Теория	Эксп.		I^\pm	Теория	Эксп.
1	2	3	4	5	6	7	8
^{234}U	1 ⁻	815	786		10 ⁺	610	741
$B_2=0.1227$	2 ⁺	33	43		11 ⁻	1550	1589
$B_3=1.2 \cdot 10^{-4}$	3 ⁻	871	849		12 ⁺	864	1023
$\eta_{\text{eff}}=63.53^\circ$	4 ⁺	111	143	$\tau=2$	2 ⁺	934	926
$\gamma_{\text{eff}}=6.73^\circ$	5 ⁻	973	962		3 ⁺	1067	968
$\tau=1$	6 ⁺	233	296		4 ⁺	1092	1023
RMS=59.64	7 ⁻	1120	1125		5 ⁺	1268	1172
	8 ⁺	400	497		6 ⁺	1335	1261
	9 ⁻	1313	1335		7 ⁺	1456	1368
^{236}U	1 ⁻	576	687		13 ⁻	1748	1732
$B_2=9.84 \cdot 10^{-4}$	2 ⁺	42	45		14 ⁺	1452	1426
$B_3=3.8 \cdot 10^{-4}$	3 ⁻	641	744		15 ⁻	2126	2060
$\eta_{\text{eff}}=54.6^\circ$	4 ⁺	141	149		16 ⁺	1869	1800
$\gamma_{\text{eff}}=8.46^\circ$	5 ⁻	758	848		17 ⁻	2555	2426
$\tau=1$	6 ⁺	295	309		18 ⁺	2334	2203
RMS=85.49	7 ⁻	928	999		19 ⁻	3036	2822
	8 ⁺	505	522		20 ⁺	2846	2631
	9 ⁻	1149	1198	$\tau=2$	2 ⁺	950	957
	10 ⁺	769	782		3 ⁺	992	1001
	11 ⁻	1423	1443		4 ⁺	1049	1058
	12 ⁺	1085	1085		5 ⁺	1120	1127

Продолжения Таблицы 1.

1	2	3	4	5	6	7	8
^{238}U	1 ⁻	772	680		31 ⁻	5900	5513
$B_2=0.1257$	2 ⁺	32	44		32 ⁺	5509	5581
$B_3=3.8\cdot 10^{-4}$	3 ⁻	824	731		33 ⁻	6573	6037
$\eta_{\text{eff}}=57.94^\circ$	4 ⁺	108	148		34 ⁺	6187	6146
$\gamma_{\text{eff}}=6.17^\circ$	5 ⁻	917	826	$\tau=2$	2 ⁺	1170	1060
$\tau=1$	6 ⁺	226	307		3 ⁺	1202	1105
RMS=173.19	7 ⁻	1052	966		4 ⁺	1246	1167
	8 ⁺	388	518		5 ⁺	1300	1232
	9 ⁻	1228	1150		6 ⁺	1365	1311
	10 ⁺	592	775		7 ⁺	1440	1403
	11 ⁻	1445	1378		8 ⁺	1527	1504
	12 ⁺	838	1076		9 ⁺	1624	1619
	13 ⁻	1705	1649		10 ⁺	1732	1741
	14 ⁺	1126	1415		11 ⁺	1851	1875
	15 ⁻	2005	1959		12 ⁺	1981	2018
	16 ⁺	1455	1788		13 ⁺	2122	2171
	17 ⁻	2347	2306		14 ⁺	2273	2333
	18 ⁺	1825	2191		15 ⁺	2435	2502
	19 ⁻	2730	2689		16 ⁺	2609	2683
	20 ⁺	2235	2619		17 ⁺	2792	2868
	21 ⁻	3155	3104		18 ⁺	2988	3065
	22 ⁺	2685	3068		19 ⁺	3192	3265
	23 ⁻	3621	3547		20 ⁺	3411	3474
	24 ⁺	3173	3535		21 ⁺	3635	3686
	25 ⁻	4129	4017		22 ⁺	3876	3906
	26 ⁺	3700	4018		23 ⁺	4122	4127
	27 ⁻	4678	4504		24 ⁺	4386	4358
	28 ⁺	4266	4517		25 ⁺	4652	4586
	29 ⁻	5268	5003		26 ⁺	4939	4825
	30 ⁺	4869	5035		27 ⁺	5224	5063

Для более подробного понимания физического содержания результатов, надо проанализировать значения модельных параметров. Отметим, что эффективный массовый параметр, $B_2 \sim 1000 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$, квадрупольная деформация на три порядка больше по величине, чем октупольная $B_3 \sim 1 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$. Это означает, что квадрупольная деформация является доминирующей коллективной формой, тогда как октупольная деформация является малой поправкой. Замечено, что значения B_2 и B_3 , используемые в модели, локализованы приблизительно в пределах $1000 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ и $1 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$, соответственно. Это означает, что полный энергетический масштаб коллективного движения различных ядер, которые рассматриваются в этом подходе, вполне однозначно определен.

Список литературы

1. Davydov, A. S., Filippov, G. F., 1958. Rotational states in atomic nuclei. Nucl. Phys. 8, 237-249.
2. Davidson, M. G., 1965. Collective model for negative parity states in deformed even nuclei. Nucl. Phys. 69, 455-464.
3. Davidson, M. G., 1967. A negative-parity asymmetric model for ^{228}Th . Nucl. Phys. A103, 153-164.
4. Davidson, J. P., 1965. Rotations and vibrations in deformed nuclei. Rev. Mod. Phys. 37, 105-158.
5. Davidson, J. R., 1962. A model for odd parity states in even nuclei. Nucl. Phys. 33, 664-679.
6. Nadirbekov, M. S., Minkov, N., Scheid, W. and Strecker M., 2016. Application of the triaxial quadrupole-octupole rotor to the ground and negative parity levels of actinide nuclei. IJMPE 25, 1650022-1650036.
7. Nadirbekov, M. S., Yuldasheva, G. A., Minkov, N. and Scheid W., 2012. Collective excited states in even-even nuclei with quadrupole octupole deformations. IJMPE 21, 1250044-1250064.
8. Denisov, V. Yu., Dzuyblik, A. Ya., 1995. Collective states of even-even and odd nuclei with $\beta_2, \beta_3, \dots, \beta_N$ deformations. Nucl. Phys. A. 589, 17-57.
9. Денисов, В. Ю., Дзюблик, А. Я., 1993. Коллективные возбуждения четно-четных с квадрупольной и октупольной деформациями. Ядерная Физика 56, 30-39.
10. Minkov, N., Yotov, P., Drenska, S., Scheid, W., Bonatsos, D., Lenis, D. and Petrellis, D., 2006. Nuclear collective motion with a coherent coupling interaction between quadrupole and octupole modes. Phys. Rev. C. 73, 044315-044329
11. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

КОЛЛЕКТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ НЕАКСИАЛЬНЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР С КВАДРУПОЛЬНОЙ И ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИЯМИ

М.С. Надирбеков¹, С.Н. Кудиратов¹, К.К. Шодмонов²

¹Институт Ядерной Физики АН РУз,
Ташкент, 100214, Узбекистан, nodirbekov@inp.uz

²Ташкентский Фармацевтический Институт,
Ташкент, 100015, Узбекистан.

Аннотация.

В данной работе представлено модельное описание энергетических уровней γ -раст-, β - и γ -полос спектра переменного четности тяжелых четно-четных ядер в рамках неадиабатического коллективного подхода, применяемого в случае неаксиальных квадруполь-октупольных деформаций.

Ключевые слова: квадрупольные и октупольные деформации; энергетические спектры переменной четности; неаксиальность формы; γ -раст-полоса, β - и γ -полоса.

Введение

Реальный наблюдаемый спектр возбуждения деформированных ядер содержит уровни, имеющие как вращательную природу, так и уровни, возникшие за счет коллективных колебаний [1]. Коллективные спектры аксиально-симметричных атомных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями характеризуются вращательными полосами переменной четности [2-7]. В работе [7] в рамках неадиабатической коллективной модели описаны последовательности энергий уровней γ -раст- и первый-non- γ -раст-полос переменной четности деформированных аксиально-симметричных четно-четных ядер с квадрупольными и октупольными степенями свободы в редкоземельных ядрах ^{150}Nd , $^{152,154}\text{Sm}$, ^{154}Gd , ^{156}Dy , $^{162,164}\text{Er}$ и актинидах $^{232,234,236,238}\text{U}$. А в ядрах $^{156,158}\text{Gd}$, ^{224}Ra , ^{228}Th и ^{240}Pu также были дополнительно описаны энергетические уровни второй-non- γ -раст-полос. Следует отметить, что в экспериментах [1] можно наблюдать энергетические зоны, которые не могут быть объяснены в рамках моделей ядер с аксиально-симметричными мультипольными деформациями [2-7]. Например, спектр уровней энергии γ -полосы [8]. Отметим, что в работе [4] было оценено влияние γ - и η -деформаций на коллективное β_2 - β_3 движение. Но уровни энергии β - и γ -полос не рассматривались.

Поэтому целью настоящей работы является разработка модели атомных ядер с неаксиальной квадрупольной и октупольной деформациями. Будем рассчитать уровни энергии γ -раст-, β - и γ -полос и сравним с имеющимися экспериментальными данными [1]. Как будет показано ниже, проведенный анализ позволяет сделать вывод об актуальности формализма представляемой модели.

Модельный формализм

Радиальная часть уравнения Шредингера для гамильтониана Бора с квадрупольной и октупольной деформациями имеет следующий вид в полярных координат (σ, ε) [5]:

$$-\frac{\hbar^2}{2B} \left[\frac{\partial^2 F_{I\tau}^{\pm}(\sigma)}{\partial \sigma^2} + \frac{\partial F_{I\tau}^{\pm}(\sigma)}{\sigma \partial \sigma} \right] + \left[\frac{\hbar^2 \varepsilon_{I\tau}^{\pm}}{4B\sigma^2} + V(\sigma) \mp \frac{E_v^{\pm}}{\sigma^2} - E_{I\tau}^{\pm} \right] F_{I\tau}^{\pm}(\sigma) = 0, \quad (1)$$

E_v^{\pm} --собственные значения оператора Гамильтона для угловой части в полярных координатах, $v=0,1,2,\dots$ квантовые числа ε -колебаний [5,7]. Отметим, что наличие туннельного перехода под потенциальным барьером, разделяющим формы ядра β_2 и β_3 приводит к расщеплению осцилляторных уровней. Величина E_v^{\pm} есть расщепление двукратно вырожденного v -го уровня в результате туннельного перехода между формами ядра с противоположными значениями октупольной деформации. $\varepsilon_{I\tau}^{\pm}$ -собственные значения оператора Гамильтона для трехмерного квадруполь-октупольного ротатора [7], где индекс τ нумеруют собственные значения, относящиеся к одинаковым значениям I .

Для решения уравнения (1) можно предложить потенциал $V(\sigma)$

$$V(\sigma) = V_0 \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} - \frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^2. \quad (2)$$

Тогда уравнение (1) принимает следующий вид

$$-\frac{\hbar^2}{2B} \left[\frac{\partial^2 F_{I\tau}^{\pm}(\sigma)}{\partial \sigma^2} + \frac{\partial F_{I\tau}^{\pm}(\sigma)}{\sigma \partial \sigma} \right] + \left[\frac{\hbar^2 \varepsilon_{I\tau}^{\pm}}{4B\sigma^2} + V_0 \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} - \frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^2 \mp \frac{E_v^{\pm}}{\sigma^2} - E_{I\tau}^{\pm} \right] F_{I\tau}^{\pm}(\sigma) = 0. \quad (3)$$

Введем следующие обозначения:

$$x = \frac{\sqrt{2BV_0}}{\hbar\sigma_0} \sigma^2; \quad g = \frac{BV_0\sigma_0^2}{\hbar^2}; \quad s^2 = \frac{\varepsilon_{I\tau}^{\pm}}{8} + \frac{g}{2} \mp \frac{B}{2\hbar^2} E_v^{\pm}; \quad \tilde{E}_{I\tau}^{\pm} = \sqrt{2g} \frac{(4V_0 + E_{I\tau}^{\pm})}{4V_0}. \quad (4)$$

Мы можем переписать уравнения (3) как

$$\left[x \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x} - \frac{s^2}{x} - \frac{x}{4} + \tilde{E}_{I\tau}^{\pm} \right] F_{I\tau}^{\pm}(x) = 0, \quad (5)$$

Собственные функции уравнения (5) имеют вид

$$F_{I\tau}^{\pm}(x) = N_{\sigma} x^s \exp\left(-\frac{x}{2}\right) {}_1F_1(-n, 2s+1, x), \quad (6)$$

где N_{σ} -коэффициент нормировки, ${}_1F_1(-n, 2s+1, x)$ -вырожденная гипергеометрическая функция, $n=0, 1, 2, \dots$ квантовые числа σ -колебаний. Выражения для энергетического спектра уравнения (5) является

$$\tilde{E}_{Invr}^{\pm} = \frac{2V_0}{\sqrt{2g}} \left(2n+1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_{I\tau}^{\pm}}{2} + 2g \mp \frac{2B}{\hbar^2} E_v^{\pm}} \right) - 4V_0, \quad (7)$$

здесь мы вводим следующие параметры: $\hbar\omega = 2V_0/\sqrt{2g}$ и $\Delta_v^{\pm} = 2g \mp 2BE_v^{\pm}/\hbar^2$. Тогда выражение (7) можно записать

$$\tilde{E}_{Invr}^{\pm} = \hbar\omega \left(2n+1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_{I\tau}^{\pm}}{2} + \Delta_v^{\pm}} \right) - 4V_0. \quad (8)$$

Выражение для возбужденных коллективных состояний:

$$\Delta \tilde{E}_{Invr}^{\pm} = \hbar\omega \left(2n+1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_{I\tau}^{\pm}}{2} + \Delta_v^{\pm} - \sqrt{\Delta_0^{\pm}}} \right). \quad (9)$$

В представляемом приближении подгоночными параметрами являются: $\hbar\omega$ (в кэВак), Δ_v^{\pm} (безразмерные величины) и эффективные параметры деформации γ_{eff} и η_{eff} .

Структура γ ast-, β - и γ -полос спектра переменной и одинаковой тяжелых четно-четных ядер в рамках неадиабатического коллективного подхода определяются: γ ast-полоса при $n=0$, $\tau=1$, с последовательностью спинов $I=0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, 5^-, 6^+, \dots$; γ -полоса при $n=0$, $\tau=2$, с последовательностью спинов $I=2^+, 4^+, 6^+, 7^+, 8^+, \dots$; β -полоса при $n=1$, $\tau=1$, с последовательностью спинов $I=0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, \dots$.

В последние годы основным источником получения информации о возбужденных коллективных высокоспиновых состояниях являются реакции с тяжелыми ионами [1]. Такие состояния в основном наблюдаются в основной полосе спектра коллективного возбуждения тяжелых ядер. Однако в спектре γ -полосы можно наблюдать состояния с относительно большими значениями спина уровней, т. е. в пределах $I=10 \div 14$.

2. Численные расчеты и сравнение с экспериментальными данными

В таблице 1 приведены сравнения рассчитанных значений энергетических уровней γ ast-, β - и γ -полос двух изотопов ядра $^{236,238}\text{U}$ с экспериментальными данными [1], включая состояния большими спинами. В первой колонке приведены ядра и значения подгоночных параметров: $\hbar\omega$, Δ_v^{\pm} , γ_{eff} и η_{eff} полученные методом наименьших квадратов, а также значения RMS (root mean square) среднеквадратичные отклонения рассчитанных значений энергии уровней от их экспериментальных данных (в единицах кэВ). Второй и пятой колонках приведены значения спина уровней γ ast-, β - и γ -полос. Третьей и шестой колонках приведены рассчитанные значения энергетических уровней вышеуказанных полос. Четвертой и седьмой колонках приведены экспериментальные значения энергетических уровней [1].

Таблица 1: Сравнение теоретических значений энергетических уровней $ugast$ -, β - и γ -полос рассматриваемых ядер с экспериментальными данными [1].

Параметры	I ⁻	Теория	Эксп.	I ⁺	Теория	Эксп.
1	2	3	4	5	6	7
²³⁶ U	1 ⁻	623	687	19 ⁻	2875	2822
$\hbar\omega=1031$	2 ⁺	43	45	20 ⁺	2641	2631
$\Delta_0^+=64.5$	3 ⁻	690	744	22 ⁺	3068	3080
$\Delta_0^-=74.4$	4 ⁺	144	149	24 ⁺	3543	3549
$\Delta_1^+=47$	5 ⁻	811	848	26 ⁺	4035	4038
$\gamma_{\text{eff}}=0^\circ$	6 ⁺	301	309	28 ⁺	4543	4548
$\eta_{\text{eff}}=14.6^\circ$	7 ⁻	982	999	20 ⁺	5063	5077
RMS=30.6	8 ⁺	509	522	0 ⁺	862	919
	9 ⁻	1200	198	2 ⁺	914	966
	10 ⁺	765	782	4 ⁺	964	960
	11 ⁻	1463	1443	6 ⁺	1031	1035
	12 ⁺	1065	1085	8 ⁺	1114	1050
	13 ⁻	1765	1732	10 ⁺	1212	1164
	14 ⁺	1404	1426	2 ⁺	965	957
	15 ⁻	2104	2060	3 ⁺	1004	1001
	16 ⁺	1778	1800	4 ⁺	1056	1058
	17 ⁻	2475	2426	5 ⁺	1121	1127
	18 ⁺	2183	2203			

Продолжения таблицы 1.

1	2	3	4	5	6	7
²³⁸ U	1 ⁻	525	680	34 ⁺	6046	6146
$\hbar\omega=1002$	2 ⁺	43	44	0 ⁺	861	927
$\Delta_0^+=61$	3 ⁻	594	733	2 ⁺	912	930
$\Delta_0^-=69.2$	4 ⁺	144	148	4 ⁺	963	966
$\Delta_1^+=44.5$	5 ⁻	715	826	6 ⁺	1030	997
$\gamma_{\text{eff}}=1.3^\circ$	6 ⁺	300	307	8 ⁺	1113	1056
$\eta_{\text{eff}}=13.5^\circ$	7 ⁻	887	966	10 ⁺	1212	1164
RMS=49.7	8 ⁺	508	518	2 ⁺	1099	1060
	9 ⁻	1106	1150	3 ⁺	1137	1105
	10 ⁺	763	775	4 ⁺	1188	1163
	11 ⁻	1368	1378	5 ⁺	1252	1232
	12 ⁺	1061	1076	6 ⁺	1327	1311
	13 ⁻	1671	1649	7 ⁺	1414	1403
	14 ⁺	1397	1415	8 ⁺	1513	1504
	15 ⁻	2009	1959	9 ⁺	1622	1619
	16 ⁺	1767	1788	10 ⁺	1744	1741
	17 ⁻	2378	2306	11 ⁺	1872	1875
	18 ⁺	2167	2191	12 ⁺	2018	2018
	19 ⁻	2775	2689	13 ⁺	2162	2171
	20 ⁺	2592	2619	14 ⁺	2330	2333
	21 ⁻	3196	3104	15 ⁺	2488	2502
	22 ⁺	3040	3068	16 ⁺	2678	2683
	23 ⁻	3638	3547	17 ⁺	2846	2868
	24 ⁺	3506	3535	18 ⁺	3059	3065
	25 ⁻	4098	4017	19 ⁺	3234	3265
	26 ⁺	3989	4018	20 ⁺	3470	3474
	27 ⁻	4574	4504	21 ⁺	3648	3686
	28 ⁺	4486	4517	22 ⁺	3908	3906
	29 ⁻	5064	5003	23 ⁺	4086	4127
	30 ⁺	4995	5035	24 ⁺	4371	4358
	31 ⁻	5567	5513	25 ⁺	4544	4586
	32 ⁺	5516	5581	26 ⁺	4856	4825
	33 ⁻	6081	6037	27 ⁺	5020	5063

В данной работе представлено модельное описание энергетических уровней $ugast$ -, β - и γ -полос спектра переменного четности тяжелых четно-четных ядер в рамках неадиабатического коллективного подхода, применяемого в случае неаксиальных квадруполь-октупольных деформаций.

Список литературы:

1. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
2. Minkov, N., Drenska, S., Strecker, M., Scheid, W., and Lenske, H., 2012. Non-yrast nuclear spectra in a model of coherent quadrupole-octupole motion. Phys. Rev. C 85, 034306-034344.
3. Minkov, N., Yotov, P., Drenska, S., Scheid, W., Bonatsos, D., Lenis, D. and Petrellis, D., 2006. Nuclear collective motion with a coherent coupling interaction between quadrupole and octupole modes. Phys. Rev. C. 73, 044315-044329.
4. Денисов, В. Ю., Дзюблик, А. Я., 1993. Коллективные возбуждения в нечетных ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями. Ядерная Физика 56, 96-104.
5. Denisov, V.Yu., Dzyublik, A. Ya., 1995. Collective states of even-even and odd nuclei with $\beta_2, \beta_3, \dots, \beta_N$ deformations. Nucl. Phys. A. 589, 17-57.
6. Nadirbekov, M. S., Yuldasheva, G. A., Minkov, N., and Scheid W., 2012. Collective excited states in even-even nuclei with quadrupole octupole deformations. IJMPE 21, 1250044-1250064.
7. Nadirbekov, M. S., Minkov, N., Scheid, W. and Strecker M., 2016. Application of the triaxial quadrupole-octupole rotor to the ground and negative parity levels of actinide nuclei. IJMPE 25, 1650022-1650036.
8. Давыдов, А. С., 1967. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, Москва.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПЕРЕМЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ

М.С. Надирбеков¹, А.Н. Темиров², М.А. Туламетов³

¹Институт Ядерной Физики АН РУз,
Ташкент, 100214, Узбекистан, nodirbekov@inp.uz.

²Самаркандский Медицинский Институт,
Самарканд, 140100, Узбекистан.

³Ташкентский химико-технологический институт,
Ташкент, 100011, Узбекистан.

Аннотация.

Рассмотрена возможность описания коллективных возбуждений положительной и отрицательной четности деформированных четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями. Уравнение Шредингера для потенциалов Гаусса и гармонического осциллятора решено методом модели Давыдова-Чабана. Что обеспечивает сходные аналогичные выражения с одинаковыми обозначениями, позволяющий адекватно сравнивать конечные результаты. Изменения поверхностной деформации ядра при коллективном возбуждении учтено.

Ключевые слова: квадрупольные и октупольные деформаций; энергетический спектры переменной четности; угаст-полоса; первый non-ugast-полоса.

1. Введение

Различные коллективные явления, наблюдаемые, в тяжелых атомных ядрах связаны с наличием равновесных квадрупольных и октупольных деформаций. Энергетические полосы вращательно-колебательного спектра с переменной четности характеризуются в четно-четных ядрах с квадруполь-октупольной коллективностью [1-5]. Различные теоретические модели были разработаны для объяснения и описания формирования полос переменной четности "жестких" и "мягких" режимах октупольной коллективности [1]. Основной структурной особенностью полос переменной четности является то, что последовательность уровней отрицательной четности смещена вверх относительно уровней положительной четности из-за туннелирования асимметричной формы системы между двумя противоположными ориентациями вдоль главной оси симметрии [6].

В данной работе исследуется формализм, учитывающее изменение энергии уровней возбужденных коллективных состояний вращательно-колебательных полос за счет поверхностных колебаний [7,8]. Условие динамического равновесия относительно колебательных и вращательных степеней свободы накладывается на возбужденные состояния для каждого углового момента [7]. Исходя из этого, предлагается новая параметризация модельного гамильтониана, обеспечивающее лучшее описание спектров переменной четности в тяжелых четно-четных ядрах. Спектр и волновые функции, соответствующие возбужденным полосам переменной четности, получены в соответствии с моделью Давыдова-Чабана [7,8].

2. Радиальное уравнение Шредингера и модельные потенциалы.

Радиальная часть уравнения Шредингера для гамильтониана Бора с квадрупольной и октупольной деформациями имеет следующий вид в полярных координат (σ, ε) [3-5]:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2B} \left[\frac{d^2}{d\sigma^2} + \frac{d}{\sigma d\sigma} + \frac{d^2}{\sigma^2 d\varepsilon^2} \right] + \left[\frac{\hbar^2 I(I+1)}{6B\sigma^2} + V(\sigma, \varepsilon) - E_i^\pm \right] \right\} \Phi_i^\pm(\sigma, \varepsilon) = 0. \quad (1)$$

где B -массовый параметр, I -спин ядра, $V(\sigma, \varepsilon)$ -потенциальная энергия квадрупольных и октупольных колебаний поверхности ядра.

Чтобы решить уравнению Шредингера (1) мы рассмотрим два вида потенциала $V(\sigma)$: Потенциал Гаусса и гармонического осциллятора. Потенциал гармонического осциллятора определяется как

$$V(\sigma) = \frac{C_\sigma}{2} (\sigma - \sigma_0)^2, \quad (2)$$

а потенциал Гаусса имеет вид:

$$V(\sigma) = -\frac{C_\sigma \sigma_0^2}{2} \exp\left(-\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma}\right)^2 + V_0, \quad (3)$$

где C_σ - и σ_0 -параметр жесткости и положение минимума в потенциальной энергии для колебаний σ соответственно, а V_0 -потенциальная энергия в основном состоянии для потенциала Гаусса.

Выражение для уровней энергии в случае потенциала гармонического осциллятора (2):

$$E_{I\nu q_\nu^\pm}^\pm = \hbar\omega \left\{ \left(q_\nu^\pm + \frac{1}{2} \right) \sqrt{1 + \left(\frac{\mu}{p_{I\nu}^\pm} \right)^4 [I(I+1) \mp 3\varepsilon_\nu^{\pm}] + \left(\frac{\mu}{p_{I\nu}^\pm} \right)^2 \left[\frac{I(I+1)}{6} \mp \frac{\varepsilon_\nu^{\pm}}{2} \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{p_{I\nu}^\pm - 1}{\mu} \right)^2} \right\}, \quad (4)$$

здесь $p_{I\nu}$ удовлетворяет следующее равенство:

$$(p_{I\nu}^\pm)^3 (p_{I\nu}^\pm - 1) = \mu^4 \left[\frac{I(I+1)}{3} \mp \varepsilon_\nu^{\pm} \right], \quad (5)$$

где

$$\mu^4 = \frac{\hbar^2}{C_\sigma B \sigma_0^4}, \quad p_{I\nu}^\pm = \frac{\sigma_{I\nu}^\pm}{\sigma} \geq 1, \quad \varepsilon_\nu^{\pm} = \frac{2B}{\hbar^2} \varepsilon_\nu^\pm, \quad (6)$$

где μ - параметр неадиабатичности, он определяет жесткость и/или мягкость поверхности ядра относительно σ -колебаний и

$$\mu_{I\nu}^\pm = \mu \left\{ 1 + \frac{\mu^4}{p_{I\nu}^\pm} [I(I+1) \mp 2\varepsilon_\nu^{\pm}] \right\}^{\frac{1}{4}}. \quad (7)$$

Энергетический спектр с потенциалом Гаусса (3), получим в виде:

$$E_{I\nu q_\nu^\pm}^\pm = \hbar\omega \left\{ \left[\left(\frac{\mu}{p_{I\nu}^\pm} \right)^2 - \frac{\mu^2 (p_{I\nu}^\pm)^{-3}}{p_{I\nu}^\pm - 1} \right] \left[\frac{I(I+1)}{6} \mp \frac{\varepsilon_\nu^{\pm}}{2} \right] + \frac{V_0}{\hbar\omega} + \left(q_\nu^\pm + \frac{1}{2} \right) \times \sqrt{\left[1 - 2(p_{I\nu}^\pm - 1)^2 \right] \exp[-(p_{I\nu}^\pm - 1)^2] + \left(\frac{\mu}{p_{I\nu}^\pm} \right)^4 [I(I+1) \mp \varepsilon_\nu^{\pm}]} \right\}, \quad (8)$$

с равенствами для потенциала (3)

$$(p_{I\nu}^\pm)^3 (p_{I\nu}^\pm - 1) \exp[-(p_{I\nu}^\pm - 1)^2] = \mu^4 \left[\frac{I(I+1)}{3} \mp \varepsilon_\nu^{\pm} \right], \quad (9)$$

$$\mu_{I\nu}^\pm = \mu \left\{ \left[1 - 2(p_{I\nu}^\pm - 1)^2 \right] \exp[-(p_{I\nu}^\pm - 1)^2] + \left(\frac{\mu}{p_{I\nu}^\pm} \right)^4 [I(I+1) \mp 3\varepsilon_\nu^{\pm}] \right\}. \quad (10)$$

Квантовое число q_ν^\pm в (4) и (8) являются корнями трансцендентного уравнения

$$H_{q_\nu^\pm}^\pm \left(-\frac{p_{I\nu}^\pm}{\mu_{I\nu}^\pm} \right) = 0, \quad (11)$$

удовлетворяющие граничные условия для волновых функций [7].

Соответствующие выражения для энергий уровней (4) и (8) зависят: $\hbar\omega$, ε_ν^{\pm} и μ . Которые являются подгоночными параметрами для каждого потенциала: $\hbar\omega$ (в кэВ); μ ; ε_0^+ и ε_0^- (ураст-полоса); ε_1^+ и ε_1^- (первый non-urast-полоса). Отметим, что $\varepsilon_\nu^- > \varepsilon_\nu^+$ [5].

При решении равнение Шредингера выбран унифицированный подход [7,8], чтобы сохранить обработку данных для обоих потенциалов на одной и той же основе. Он обеспечивает сходные аналогичные выражения с одинаковыми обозначениями, позволяющими нам адекватно сравнивать конечные результаты. Мы считаем, что нынешняя параметризация обоих решений для потенциалов гармонического осциллятора и Гаусса является физически более актуальной и, следовательно, применяет ее для описаний моделей, представленных в данной работе.

3. Численные результаты и сравнения с экспериментальными данными.

Проведен расчет энергетических уровней $ugast$ -полос и первый $non-ugast$ -полос переменной четности для деформируемых аксиально-симметричных четно-четных ядер ^{150}Nd , ^{154}Sm , $^{154,160}Gd$, $^{162,164}Er$, ^{232}Th , $^{230,236,238}U$. Мы получили хорошие результаты для всех рассмотренных ядер.

В табл. 1 для примера представлено сравнение рассчитанных значений энергетических уровней переменной четности для деформируемых аксиально-симметричных четно-четных ядер ^{150}Nd , ^{154}Gd и ^{238}U с экспериментальными данными [9] (столбец 8). В столбцах 1 и 5 представлены ядра и параметры модели для (4) и (9), соответственно, а также значения RMS (root mean square) среднеквадратичных отклонений рассчитанных значений энергии уровней от их экспериментальных данных. Во втором столбце представлены значения спина энергии уровней переменной четности. В столбцах 3 и 6 представлены корни трансцендентного уравнения (11). А рассчитанные значения энергии уровней возбужденных коллективных состояний для потенциальных энергии (2) и (3) представлены в столбцах 4 и 7, соответственно.

Таблица. 1. Сравнение теоретических значений энергетических уровней $ugast$ и первый $non-ugast$ полос для выражений (4) и (8) с экспериментальными данными [9].

Параметры	I_v^\pm	q_v^\pm	(2)	Параметры	q_v^\pm	(3)	Эксп. [9]
1	2	3	4	5	6	7	8
^{150}Nd	1 ⁻	$1.8 \cdot 10^{-3}$	817.7	^{150}Nd	$3.3 \cdot 10^{-3}$	812.1	852.9
$\hbar\omega=682$	2 ⁺	$2.4 \cdot 10^{-3}$	132.4	$\hbar\omega=791.8$	$6.0 \cdot 10^{-4}$	126.6	130.2
$\mu=0.4127$	3 ⁻	$1.2 \cdot 10^{-3}$	946.8	$\mu=0.3751$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	941.6	934.9
$\mathcal{E}_0^{1+}=0.06$	4 ⁺	$1.2 \cdot 10^{-3}$	391.3	$\mathcal{E}_0^{1+}=0.06$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	380.2	381.4
$\mathcal{E}_0^{1-}=7.73$	5 ⁻	$6.4 \cdot 10^{-4}$	1164.3	$\mathcal{E}_0^{1-}=15.68$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	1158.4	1129
RMS=20.76	6 ⁺	$5.6 \cdot 10^{-4}$	725.3	RMS=24.56	$4.4 \cdot 10^{-4}$	713.5	720.4
	7 ⁻	$3.3 \cdot 10^{-4}$	1452.4		$5.9 \cdot 10^{-6}$	1443	1432.6
	8 ⁺	$2.5 \cdot 10^{-4}$	1109.1		$1.4 \cdot 10^{-5}$	1097.2	1129.7
$\mathcal{E}_1^{1+}=0.06$	0 ⁺	1.03774	686.5	$\mathcal{E}_1^{1+}=0.06$	1.02552	653.3	675.4
$\mathcal{E}_1^{1-}=7.73$	1 ⁻	1.02268	1313.3	$\mathcal{E}_1^{1-}=7.73$	1.00218	1313.8	1283.9
	2 ⁺	1.02427	836.4		1.01216	841.1	850.7
	3 ⁻	1.01549	1492.5		1.00124	1486.8	1482
	4 ⁺	1.011383	1162.6		1.00354	1172.9	1137.8
^{154}Gd	1 ⁻	$2.2 \cdot 10^{-4}$	1034.2	^{154}Gd	$3.4 \cdot 10^{-6}$	1026.1	1241.3
$\hbar\omega=929.3$	2 ⁺	$2.9 \cdot 10^{-4}$	119.5	$\hbar\omega=1100.6$	$4.9 \cdot 10^{-5}$	114.7	123.1
$\mu=0.342$	3 ⁻	$1.6 \cdot 10^{-4}$	1172.2	$\mu=0.3058$	$2.6 \cdot 10^{-6}$	1163.3	1251.6
$\mathcal{E}_0^{1+}=0.274$	4 ⁺	$1.7 \cdot 10^{-4}$	381.3	$\mathcal{E}_0^{1+}=0.147$	$2.1 \cdot 10^{-5}$	363.2	371
$\mathcal{E}_0^{1-}=9.79$	5 ⁻	$9.9 \cdot 10^{-5}$	1408.8	$\mathcal{E}_0^{1-}=20.28$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	1401.4	1404.1
RMS=68.92	6 ⁺	$9.4 \cdot 10^{-5}$	741.2	RMS=85.1	$7.6 \cdot 10^{-6}$	715.6	717.7
	7 ⁻	$5.6 \cdot 10^{-5}$	1728.9		$9.1 \cdot 10^{-7}$	1724.5	1674.1
	8 ⁺	$4.9 \cdot 10^{-5}$	1171.8		$2.8 \cdot 10^{-6}$	1146.1	1144.4
	9 ⁻	$3.1 \cdot 10^{-5}$	2117.9		$4.8 \cdot 10^{-7}$	2118.2	2040.5
	10 ⁺	$2.5 \cdot 10^{-5}$	1655.9		$1.1 \cdot 10^{-6}$	1635.8	1637.1
	11 ⁻	$1.6 \cdot 10^{-5}$	2563.3		$2.6 \cdot 10^{-7}$	2568.7	2482.3
	12 ⁺	$1.3 \cdot 10^{-5}$	2182.3		$4.5 \cdot 10^{-7}$	2170.3	2184.7
	13 ⁻	$9.1 \cdot 10^{-6}$	3054.9		$1.4 \cdot 10^{-7}$	3063.9	2981.3
	14 ⁺	$7.2 \cdot 10^{-6}$	2742.9		$2.1 \cdot 10^{-7}$	2738.5	2777.3
	15 ⁻	$5.1 \cdot 10^{-6}$	3585.1		$8.4 \cdot 10^{-8}$	3593.4	3519.5
	16 ⁺	$4.0 \cdot 10^{-6}$	3332.1		$1.1 \cdot 10^{-7}$	3331.3	3404.4
	17 ⁻	$2.9 \cdot 10^{-6}$	4147.6		$5.3 \cdot 10^{-8}$	4147.8	4102
	18 ⁺	$2.3 \cdot 10^{-6}$	3945.6		$6.1 \cdot 10^{-8}$	3940.7	4087.1

Продолжение Таблицы 1.

1	2	3	4	5	6	7	8
---	---	---	---	---	---	---	---

$\mathcal{E}_1^{1+}=3.145$	0 ⁺	1.01341	707.2	$\mathcal{E}_1^{1+}=4.85$	1.00422	710.7	680.7
$\mathcal{E}_1^{1-}=3.231$	1 ⁻	1.00417	1412.8	$\mathcal{E}_1^{1-}=4.87$	1.00046	1476.6	1414.4
	2 ⁺	1.0083	758.7		1.00239	888.7	815.5
	3 ⁻	1.00303	1617.9		1.00028	1670.6	1617.1
	4 ⁺	1.00342	1068.5		1.00086	1238.2	1047.6
^{238}U	1 ⁻	$2.5 \cdot 10^{-7}$	554.9	^{238}U	$2.4 \cdot 10^{-8}$	575.1	680.1
$\hbar\omega=894.9$	2 ⁺	$2.8 \cdot 10^{-7}$	46	$\hbar\omega=994.3$	$7.9 \cdot 10^{-8}$	44.8	44.9
$\mu=0.2207$	3 ⁻	$2.3 \cdot 10^{-7}$	623.9	$\mu=0.206$	$2.1 \cdot 10^{-8}$	642.3	731.9
$\mathcal{E}_0^{1+}=0.19$	4 ⁺	$2.4 \cdot 10^{-7}$	152.7	$\mathcal{E}_0^{1+}=0.824$	$6.1 \cdot 10^{-8}$	147.8	148.4
$\mathcal{E}_0^{1-}=12.31$	5 ⁻	$1.9 \cdot 10^{-7}$	745.9	$\mathcal{E}_0^{1-}=25.512$	$1.7 \cdot 10^{-8}$	761.5	826.6
RMS=49.4	6 ⁺	$2.0 \cdot 10^{-7}$	315.2	RMS=68.18	$4.2 \cdot 10^{-8}$	305.7	307.2
	7 ⁻	$1.6 \cdot 10^{-7}$	917.6		$1.2 \cdot 10^{-8}$	929.9	966.3
	8 ⁺	$1.5 \cdot 10^{-7}$	528.2		$2.7 \cdot 10^{-8}$	513.9	518.1
	9 ⁻	$1.2 \cdot 10^{-7}$	1134.9		$8.7 \cdot 10^{-9}$	1144.2	1150.7
	10 ⁺	$1.2 \cdot 10^{-7}$	786.1		$1.7 \cdot 10^{-8}$	768	776
	11 ⁻	$9.1 \cdot 10^{-8}$	1393.6		$5.8 \cdot 10^{-9}$	1400.7	1378.8
	12 ⁺	$8.4 \cdot 10^{-8}$	1083.6		$9.9 \cdot 10^{-9}$	1063	1076.7
	13 ⁻	$6.7 \cdot 10^{-8}$	1689.5		$3.8 \cdot 10^{-9}$	1695.4	1649.3
	14 ⁺	$6.1 \cdot 10^{-8}$	1416.1		$5.9 \cdot 10^{-9}$	1394.6	1415.5
	15 ⁻	$4.9 \cdot 10^{-8}$	2018.9		$2.5 \cdot 10^{-9}$	2024.9	1959.3
	16 ⁺	$4.4 \cdot 10^{-8}$	1779.7		$3.5 \cdot 10^{-9}$	1758.9	1788.5
	17 ⁻	$3.6 \cdot 10^{-8}$	2378.5		$1.6 \cdot 10^{-9}$	2385.7	2306.8
	18 ⁺	$3.2 \cdot 10^{-8}$	2170.9		$2.1 \cdot 10^{-9}$	2152.2	2191.2
	19 ⁻	$2.6 \cdot 10^{-8}$	2765.2		$1.1 \cdot 10^{-9}$	2774.6	2689.5
	20 ⁺	$2.3 \cdot 10^{-8}$	2586.9		$1.3 \cdot 10^{-9}$	2571.5	2619.2
	21 ⁻	$1.9 \cdot 10^{-8}$	3176.4		$7.0 \cdot 10^{-10}$	3188.7	3104.3
	22 ⁺	$1.6 \cdot 10^{-8}$	3025.1		$8.3 \cdot 10^{-10}$	3013.9	3068.2
	23 ⁻	$1.4 \cdot 10^{-8}$	3609.8		$4.7 \cdot 10^{-10}$	3625.5	3547.7
	24 ⁺	$1.2 \cdot 10^{-8}$	3483.5		$5.3 \cdot 10^{-10}$	3476.9	3535.3
	25 ⁻	$1.0 \cdot 10^{-8}$	4063.5		$3.2 \cdot 10^{-10}$	4082.5	4017
	26 ⁺	$8.8 \cdot 10^{-9}$	3960.2		$3.5 \cdot 10^{-10}$	3958.3	4018.1
	27 ⁻	$7.4 \cdot 10^{-9}$	4535.6		$2.2 \cdot 10^{-10}$	4557.6	4504
	28 ⁺	$6.5 \cdot 10^{-9}$	4453.6		$2.4 \cdot 10^{-10}$	4456	4517
$\mathcal{E}_1^{1+}=0.271$	0 ⁺	1	892.4	$\mathcal{E}_1^{1+}=3.345$	1	927.9	927.2
$\mathcal{E}_1^{1-}=0.415$	1 ⁻	1	940.6	$\mathcal{E}_1^{1-}=3.42$	1	1114.1	930.6
	2 ⁺	1	942.7		1	978.9	966.1
	3 ⁻	1	1027.2		1	1194.9	997.6
	4 ⁺	1	1063.1		1	1095.4	1056.4

В настоящей работе рассматривается модельное описание спектра энергетических уровней переменной четности вышеуказанных полос в рамках неадиабатической коллективной модели [7]. Уравнение Шредингера (1) для потенциалов Гаусса и гармонического осциллятора решаются методом модели Давыдова-Чабана [7,8]. Этот метод имел хорошие успехи в описании спектров коллективных возбуждений положительной четности в тяжелых ядрах [8]. Изменения поверхностной деформации ядра при коллективном возбуждении учитываются. Кроме того, значения квантового числа q_v^\pm как решения уравнения (11) были получены с хорошей точностью для обоих потенциалов. Эти значения q_v^\pm будут использованы для описания других характеристик коллективных состояний рассматриваемых ядер.

Список литературы:

1. Minkov, N., Drenska, S., Scheid, W., 2010. Non-Yrast Alternating Parity Bands in a Model of Coherent Quadrupole-Octupole Motion. Nuclear Theory 29,189-198, Ed. by A. Georgieva and N. Minkov (Heron Press, Sofia).
2. Celler, A., Brianson, Ch., Dionisio, J. S., Lefebvre, A., Vieu, Ch., Zylicz, J., Kulesa, R., Mittag, C., Fernandez-Niello, J., Lauterbach, Ch., Puchta, H. and Riess, F., 1985. In the $^{208}\text{Pb}(^{14}\text{C},2n)$ reaction. Nucl. Phys. A 432, 421-435.
3. Денисов, В. Ю., Дзюблик, А. Я., 1993. Коллективные состояния четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями. Ядерная Физика 56, 30-39.
4. Денисов, В. Ю., Дзюблик, А. Я., 1993. Коллективные возбуждения в нечетных ядрах с квадрупольной и октупольной деформациями. Ядерная Физика 56, 96-104
5. Denisov, V.Yu., Dzuyblik, A. Ya., 1995. Collective states of even-even and odd nuclei with $\beta_2, \beta_3, \dots, \beta_N$ deformations. Nucl. Phys. A. 589, 17-57.
6. Minkov, N., Yotov, P., Drenska, S., and Scheid, W., 2006. Parity shift and beat staggering structure of octupole bands in a collective model for quadrupole-octupole-deformed nuclei. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 32, 497-509
7. Давыдов, А. С., 1967. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, Москва.
8. Davydov, A. S., Chaban, A. A., 1960. Rotation-vibration interaction in non-axial even nuclei // Nucl. Phys. 20,499-508
9. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЬ ДЛЯ РОЖДЕНИЯ ТРЕХ α –ЧАСТИЦ В $C^{12}n$ –ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНА 14 МЭВ

В. В. Луговой, К. Олимов, К.Г. Гуламов, Х.К. Олимов

Физико-технический институт Академии наук Республики Узбекистан,
Ташкент 100084, Узбекистан, E-mail: lugovoi195713@mail.ru

Аннотация

В процессе $C^{12}n$ –взаимодействия при энергии нейтрона 14 МэВ предлагается Монте-Карло модель для четырех каналов распада возбужденного ядра углерода на три α –частицы. Результаты Монте-Карло расчета неплохо описывают экспериментальные данные по распределению угла между трехмерными импульсами всех пар α –частиц события, по распределению угла между проекциями векторов импульсов всех пар α –частиц события на каждую из координатных плоскостей, по сумме кинетических энергий всех пар α –частиц события, по распределению проекций импульса α –частиц на координатные плоскости. Наилучшее согласие Монте-Карло распада с экспериментальными данными достигается, если прямой распад $C^{12*} \rightarrow 3\alpha$ и распад через образование промежуточного ядра бериллия $C^{12*} \rightarrow \alpha + Be^{8*} \rightarrow 3\alpha$ генерируются равновероятно, а энергии возбуждения 3.04 МэВ, 1.04 МэВ и 0.1 МэВ для ядра бериллия генерируются с относительными весами 75, 15 и 10 соответственно. Для более точных оценок необходимо было бы в эксперименте исключить случайную неопределенность в направлении импульса нейтрона-снаряда внутри угла $\pm 45^\circ$ относительно оси z , параллельной поверхности фотозмульсии, в которой находится атом углерода.

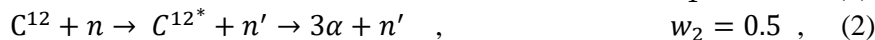
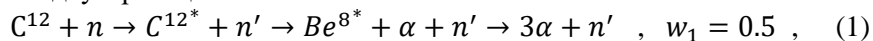
Ключевые слова: альфа-кластерная структура, Монте-Карло модель, распад ядра

1. Введение

Исследование деталей взаимодействия электрически нейтрального нейтрона с ядерным веществом [1], когда нейтрон начинает взаимодействовать с покоящимся ядром, двигаясь с энергией близкой к энергии связи нуклонов ядра, может быть полезным для теории ядерного взаимодействия, для создания теории конфайнмента, а также для проверки гипотезы о возможности существования α –кластерной структуры ядра, когда сложное ядро (например, ядро атома углерода), возможно, короткое время существует как совокупность кластеров, каждый из которых является ядром более лёгкого элемента (например, гелия, называемого α –кластером). Поэтому результаты проводимого в настоящей работе исследования могут быть применены при решении описанных проблем.

В [2] представлены x, y, z –проекции для трёх α –частиц в каждом из 400 событий $C^{12}n$ –соударений, в которых нейтрон с энергией 14 МэВ налетает на покоящееся в фотозмульсии ядро углерода C^{12} . При этом вектор импульса нейтрона направлен не параллельно поверхности фотозмульсионного слоя, а от события к событию меняет своё направление случайным образом в пределах угла 90° , биссектриса которого параллельна плоскости поверхности эмульсии.

Мы проверим гипотезу, что экспериментально наблюдаемые α –частицы могут рождаться согласно двум реакциям



где Be^{8*} –возбужденное ядро бериллия, w_1, w_2 –относительные веса для реализации данного канала. В наших вычислениях каналы (1) и (2) генерировались равновероятно. Масса возбужденного ядра Be^{8*} определялась как сумма масс двух α –частиц и энергии возбуждения, которая принимала значения 0.1 МэВ, 1.04 МэВ, 3.04 МэВ, выбиравшиеся в отношении

$$W_{Be}^{0.1} : W_{Be}^{1.04} : W_{Be}^{3.04} = 10 : 15 : 75 \quad . \quad (1')$$

Для каждого экспериментального события в лабораторной системе мы рассчитывали компоненты импульса системы центра масс трех α –частиц и их инвариантную массу (то есть массу возбужденного ядра углерода C^{12*}). Для этих значений массы и импульса мы 50 раз генерируем распад (1) или (2) и переводим энергии и импульсы сгенерированных α –частиц в лабораторную систему. Таким образом, используя 400 экспериментальных событий, мы сгенерировали 20000 Монте-Карло событий, алгоритм генерации которых изложен в следующем параграфе.

2. Генерация изотропного распада

Опишем алгоритмы изотропных распадов $C^{12*} \rightarrow Be^{8*} + \alpha$, $Be^{8*} \rightarrow 2\alpha$, $C^{12*} \rightarrow 3\alpha$ в системе покоя распадающейся частицы. Начнем с описания распада $C^{12*} \rightarrow Be^{8*} + \alpha$. Сначала перейдем в систему покоя C^{12*} .

Ось \vec{z}_L лабораторной системы K_L повернем вдоль импульса \vec{P}_C ядра C^{12*} в лабораторной системе. Получим ось \vec{z}^* новой системы K^* , в которой ось \vec{y}^* выбирается как векторное произведение $\vec{y}^* = \vec{z}^* \times \vec{z}_L$. Переход из K^* в систему K покоя распадающейся частицы C^{12*} осуществляется Лоренц-фактором γ_c и скоростью β_c , вычисляемыми по формулам

$$\beta_c = \frac{|\vec{P}_C|}{E_c}, \quad \gamma_c = \frac{E_c}{M_c}, \quad E_c = \sqrt{(\vec{P}_C)^2 + M_c^2}. \quad (3)$$

При генерации распада $C^{12*} \rightarrow Be^{8*} + \alpha$ в системе K покоя C^{12*} энергия E_α и импульс P_α α -частицы определялись по формулам

$$E_\alpha = \frac{M_c^2 + m_\alpha^2 - M_{Be^{8*}}^2}{2M_c}, \quad P_\alpha = \sqrt{E_\alpha^2 - m_\alpha^2}, \quad (4)$$

где $M_{Be^{8*}}$, m_α – массы возбужденного ядра бериллия и α -частицы соответственно. Для изотропного распада генерация полярного и азимутального углов осуществлялась по формулам

$$\cos \theta = 1 - 2r_1, \quad \varphi = 2\pi r_2, \quad (5)$$

где r_1, r_2 – случайные числа, равномерно распределенные на отрезке (0; 1). После этого можно определить компоненты импульса α -частицы

$$P_{\alpha x} = P_\alpha \cos \varphi \sin \theta, \quad P_{\alpha y} = P_\alpha \sin \varphi \sin \theta, \quad P_{\alpha z} = P_\alpha \cos \theta. \quad (6)$$

В системе K компоненты импульса ядра Be^{8*} имеют противоположный знак.

Далее с помощью параметров β_c, γ_c (см.(3)) компоненты (6) импульса α -частицы преобразуются из системы K покоя ядра C^{12*} в систему K^* согласно преобразованиям Лоренца

$$P_{\alpha z}^* = \gamma_c(P_{\alpha z} + \beta_c E_\alpha), \quad P_{\alpha x}^* = P_{\alpha x}, \quad P_{\alpha y}^* = P_{\alpha y}, \\ E_\alpha^* = \gamma_c(E_\alpha + \beta_c P_{\alpha z}). \quad (7)$$

Затем компоненты импульса α -частицы преобразуются из системы K^* в лабораторную систему K_L по формулам [3]

$$P_{\alpha x}^L = -P_{\alpha x}^* \cos \theta_c \cos \varphi_c - P_{\alpha y}^* \sin \varphi_c - P_{\alpha z}^* \sin \theta_c \cos \varphi_c \\ P_{\alpha y}^L = -P_{\alpha x}^* \cos \theta_c \sin \varphi_c + P_{\alpha y}^* \cos \varphi_c - P_{\alpha z}^* \sin \theta_c \sin \varphi_c \\ P_{\alpha z}^L = P_{\alpha x}^* \sin \theta_c - P_{\alpha z}^* \cos \theta_c, \quad (8)$$

где

$$\cos \varphi_c = -P_{cx} / \sqrt{P_{cx}^2 + P_{cy}^2}, \quad \sin \varphi_c = -P_{cy} / \sqrt{P_{cx}^2 + P_{cy}^2}, \\ \cos \theta_c = -P_{cz} / \sqrt{P_{cx}^2 + P_{cy}^2 + P_{cz}^2}, \quad \sin \theta_c = \sqrt{1 - (\cos \theta_c)^2}. \quad (9)$$

Здесь P_{cx}, P_{cy}, P_{cz} – это компоненты импульса \vec{P}_C возбужденного ядра углерода C^{12*} в лабораторной системе K_L (см. предыдущий параграф). Ясно, что поворот осей координат не меняет энергии частицы, то есть $E_\alpha^L = E_\alpha^*$.

По аналогии с распадом $C^{12*} \rightarrow Be^{8*} + \alpha$ генерируется распад $Be^{8*} \rightarrow 2\alpha$ в системе покоя Be^{8*} , а затем импульсы и энергии рожденных в этом распаде α -частиц переводятся по аналогичным формулам сначала из системы покоя Be^{8*} в систему покоя C^{12*} , а потом – в лабораторную систему. При этом следует учесть, что при переводе проекций импульсов продуктов распада из системы покоя ядра Be^{8*} в систему покоя ядра C^{12*} для вычисления Лоренц-фактора и скорости системы по формулам (3) и определения углов поворота по формулам (9) нужно использовать проекции импульса ядра Be^{8*} в системе покоя ядра C^{12*} , а не проекции импульса ядра C^{12*} в лабораторной системе K_L .

Распад $C^{12*} \rightarrow 3\alpha$ генерируется изотропно в системе покоя C^{12*} , то есть для каждой из трёх α -частиц по закону Гаусса независимо генерируются три компоненты импульса $P_{\alpha x}, P_{\alpha y}, P_{\alpha z}$ по формуле

$$P_{\alpha x(y,z)} = \cos(2\pi r_1) \sqrt{2 \log(r_2)} \sigma_{Gauss},$$

где r_1, r_2 – случайные числа, равномерно распределенные в отрезке (0,1) и σ_{Gauss} – это параметр, точное значение которого, однако, не важно, так как на следующем этапе все проекции импульсов умножаются на один и тот же множитель, величина которого выбирается так, чтобы закон

сохранения энергии выполнялся бы с требуемой точностью, но до этого закон сохранения импульса выполняет 3-я альфа-частица : она компенсирует сумму импульсов двух других, чтобы в системе покоя возбужденного ядра углерода C^{12*} выполнялся не только закон сохранения энергии , но и закон сохранения импульса :

$$\begin{aligned} (P_{ax})_3 &= -(P_{ax})_1 - (P_{ax})_2 , & (P_{ay})_3 &= -(P_{ay})_1 - (P_{ay})_2 , \\ (P_{az})_3 &= -(P_{az})_1 - (P_{az})_2 . \end{aligned} \quad (10)$$

Для выполнения закона сохранения энергии (в этой же системе K покоя ядра C^{12*}) полученные в (10) новые проекции импульсов трёх α – частиц умножались на положительный множитель σ , делалась замена

$$\begin{aligned} (P_{ax})_j &\rightarrow (p'_{ax})_j = (\sigma P_{ax})_j , & (P_{ay})_j &\rightarrow (p'_{ay})_j = (\sigma P_{ay})_j , \\ (P_{az})_j &\rightarrow (p'_{az})_j = (\sigma P_{az})_j , \end{aligned} \quad (11)$$

вычислялись энергии α – частиц $\varepsilon_{\alpha j} = \sqrt{p'^2_{\alpha j} + m^2_{\alpha}}$ и подбиралось такое численное значение σ , при котором выполнялось бы неравенство

$$\frac{|\sum_{j=1}^3 \varepsilon_{\alpha j} - M_c| + |\sum_{j=1}^3 (p'_{ax})_j| + |\sum_{j=1}^3 (p'_{ay})_j| + |\sum_{j=1}^3 (p'_{az})_j|}{M_c} < 10^{-11} . \quad (12)$$

После этого, энергии и импульсы всех трех α – частиц по формулам (3),(7),(8),(9) переводились в лабораторную систему K_L , где проверялось выполнение неравенства

$$\frac{|\sum_{j=1}^3 E_{\alpha j}^L - E_c|}{E_c} + \left| \frac{\sum_{j=1}^3 (P_{ax}^L)_j - P_{cx}}{P_{cx}} \right| + \left| \frac{\sum_{j=1}^3 (P_{ay}^L)_j - P_{cy}}{P_{cy}} \right| + \left| \frac{\sum_{j=1}^3 (P_{az}^L)_j - P_{cz}}{P_{cz}} \right| < 10^{-11} , \quad (13)$$

Здесь энергия E_c ядра C^{12*} вычисляется согласно (3).

Для всех 20000 сгенерированных Монте-Карло событий неравенство (13) было выполнено, то есть во всех сгенерированных звёздах в лабораторной системе законы сохранения энергии и импульса выполняются с хорошей относительной точностью.

3. Сравнение результатов Монте-Карло расчета с экспериментальными данными

Следующий обязательный этап – это сравнение Монте-Карло расчетов с экспериментальными данными. Для этого следует выбрать величины, расчет которых позволяет критически сопоставить физическую картину , возникающую в эксперименте и физические принципы, лежащие в основе Монте-Карло модели.

Зная векторы импульсов двух α – частиц события, мы можем найти угол между этими векторами. Распределения по такому углу $\Delta\theta_{XYZ}$ даны на рис.1.

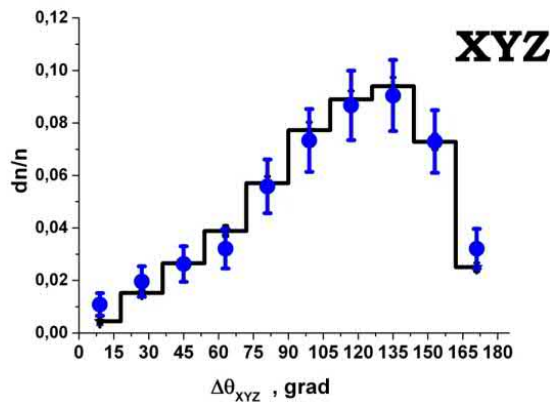


Рис.1. Распределение по углу между двумя 3-х мерными векторами импульса α – частиц. Здесь и ниже : точки – эксперимент (400 событий), гистограмма – Монте-Карло расчет (2000 событий).

В общем случае, для любых осей a и b (рис.1) мы можем ввести как декартовы координаты P_a, P_b вектора \vec{P}_{ab} , так и его полярные координаты (длину $P_{ab} = \sqrt{P_a^2 + P_b^2}$ и полярный угол φ). Декартовы и полярные

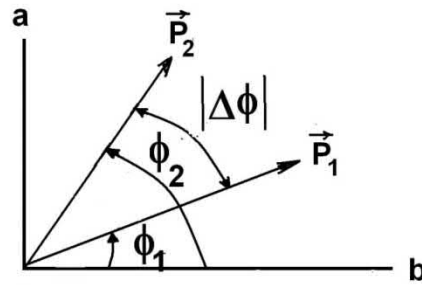


Рис.2. Схема определения на произвольной плоскости ab модуля разности азимутальных углов $|\Delta\phi|$ между векторами импульсов \vec{P}_1 и \vec{P}_2

координаты связаны известными соотношениями. В координатной системе осей a и b аналогично можно рассмотреть пару (и более) векторов, а затем вычислить модуль разности $|\Delta\phi|$ их азимутальных углов. Если в плоскости ab эти вектора отображают вектора импульсов рожденных частиц, то распределение этих разностей азимутальных углов в ансамбле событий будет отражать уникальную физическую картину, и поэтому это распределение может быть критической характеристикой при сравнении таких экспериментальных распределений с распределениями, полученными в результате, например, монте-карловского расчета, произведенного согласно предлагаемой теоретической схеме изучаемого процесса. Поэтому мы реализовали такое сравнение для ортогональных плоскостей координат XY, ZX, ZY . Результаты приведены на рис.3-6. Приведенное на них распределение по модулю разности азимутальных углов α -частиц является уникальным для каждой плоскости, и наш Монте-Карло расчет не плохо описывает эту уникальность.

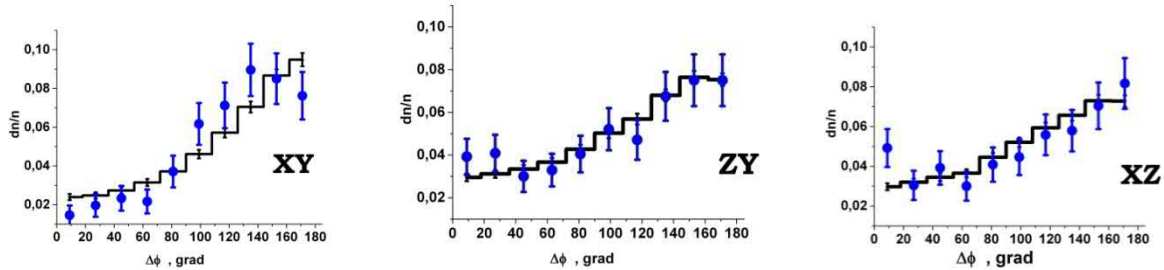


Рис.3. Распределение по углу $|\Delta\phi|$ (см. рис.2) между проекциями векторов импульса двух α -частиц на плоскость XY, ZY, XZ соответвкееер.

В качестве дополнительного критерия правильности понимания нами механизма физического процесса, в котором рождаются три α -частицы, мы сопоставили экспериментальные и теоретические распределения α -частиц по сумме кинетических энергий для каждой пары α -частиц события (рис.6) и по модулю импульса в ортогональных друг другу плоскостях (см. рис.7,8).

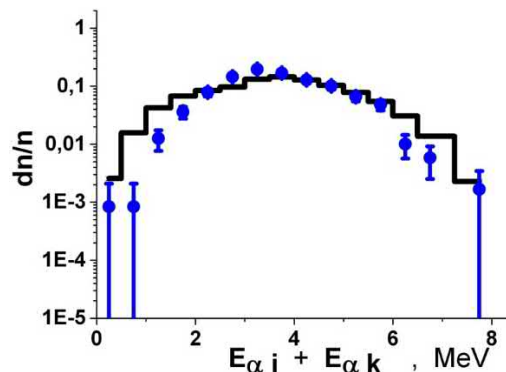


Рис.4. Распределение по сумме кинетических энергий для i -ой и k -ой α -частиц события ($i \neq k, i(k) = 1,2,3$).

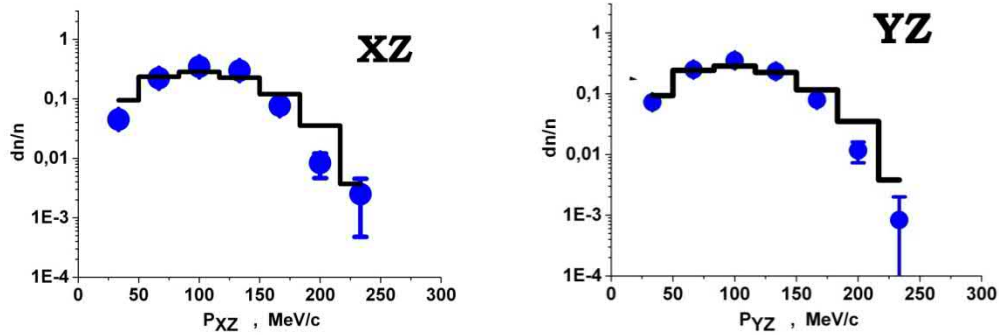


Рис.5. Распределение по модулю проекции $P_{XZ} = \sqrt{P_X^2 + P_Z^2}$ и $P_{YZ} = \sqrt{P_Y^2 + P_Z^2}$ вектора импульса α -частицы на плоскость XZ и YZ

На рис.6 имеется некоторая неточность в описании экспериментальных данных. Это разногласие не удастся устранить изменением относительных весов между каналами (1), (2), то есть изменением доли прямых распадов $C^{12*} \rightarrow 3\alpha$ по отношению к доли распадов C^{12*} через образование промежуточного ядра возбужденного ядра бериллия $C^{12*} \rightarrow Be^{8*} + \alpha \rightarrow 3\alpha$, или изменением вероятностей образования разных возбужденных состояний Be^{8*} (1').

4. Заключение

В данной работе мы рассмотрели возможные каналы (1),(2) образования трех α -частиц в $C^{12}n$ -взаимодействиях, где нейтрон n с энергией 14 МэВ налетает на покоящееся ядро углерода, входящее в состав фотоэмульсии. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами Монте-Карло моделирования процессов (1),(2). На основе сравнения дана оценка относительных весов $w_1, w_2, W_{Be}^{0.1}, W_{Be}^{1.04}, W_{Be}^{3.04}$ для реализации каналов (1),(2) и формирования разных уровней возбуждения ядра бериллия. Показано, что эти относительные веса могут влиять на экспериментальные распределения, и согласие с Монте-Карло расчетом может быть достигнуто при указанных в (1),(2),(1') численных значениях этих относительных весов.

Следует отметить, что, согласно условиям эксперимента, нейтрон летит не вдоль плоскости фотоэмульсионного слоя, а направление его импульса случайным образом отклоняется от этого направления с амплитудой 45° . Этим создается некоторая неопределенность в значении первичного продольного и поперечного импульса. Поэтому для более точных оценок необходимо было бы исключить эту неопределенность.

Литература

- [1.] - Д. А. Артеменков, В. Брандова, А. А. Зайцев, П. И. Зарубин, И. Г. Зарубина, Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов, В. В. Русакова. *ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА*, 2015, том 78, №7-8, с. 623–629
- [2.] - <http://becquerel.jinr.ru/miscellanea/DVIN/dvin11.html>
- [3.] - V.M.Chudakov, V.V.Lugovoi. Dual parton model of inelastic pp interactions and cascade breaking of string. *Z. Phys.* C 59 (1993) 511-523 DOI: 10.1007/BF01498633

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ $^{139m,g}\text{Ce}$ В РЕАКЦИЯХ $(n,2n)$ И (γ,n) НА ЯДРЕ ^{140}Ce

С. Полвонов

Национальный университет Узбекистана,
Ташкент, e-mail: satimbay@yandex.ru

Аннотация

Методом наведенной активности исследованы сечения возбуждения изомерных состояний $^{139m,g}\text{Ce}$ в реакциях $(n,2n)$ и (γ,n) на ядре ^{140}Ce . Для реакции $(n,2n)$ эксперименты проводились на нейтронном генераторе НГ-150 при энергии нейтронов $E_n=14,1$ МэВ. На основе данных по изомерным отношениям выходов рассчитаны сечения реакций $(\gamma,n)^m$ на ядре ^{140}Ce в области энергий гамма-квантов 11-22 МэВ с шагом 1 МэВ. Экспериментальные результаты сравниваются с данными других работ и расчетами, проведенными с помощью программного пакета TALYS-1.0.

Ключевые слова: изомерные отношения, сечение, тормозной гамма-спектр, период полураспада ядра, ядерные реакции, TALYS-1.0, γ -линия.

Сопоставление экспериментальных данных по изомерному отношению с результатами расчета основного на статистической теории позволяет получить информацию о спиновой зависимости плотности уровней ядра [1]. Важное значение имеет изучение образования изомерных состояний ядер в ядерных реакциях с различными бомбардирующими частицами, который позволяет получать сведения о механизмах ядерных реакций и о свойствах возбужденных состояний атомных ядер. Особенно интересным является изучение ядерных реакций типа $(n,2n)$ и (γ,n) в результате которых образуется одинаковое ядро [2].

В настоящей работе экспериментально исследованы сечения возбуждения изомерных состояний $^{139m,g}\text{Ce}$ в реакциях $(n,2n)$ и (γ,n) на ядре ^{140}Ce .

Эксперименты проводились на нейтронном генераторе НГ-150 Института Ядерной Физики Академии наук Республики Узбекистан при энергии нейтронов $E_n=14,1$ МэВ.

Для исследования ядерных реакций типа $(n,2n)$ использовались нейтронный генератор НГ-150, который реализует потоки быстрых нейтронов с энергиями ~ 2.4 и 14 МэВ из реакций $D+d \rightarrow {}^3\text{He}+n$ или $T+d \rightarrow \alpha+n$ при использовании дейтериевых и тритиевых мишеней. При этом потоки нейтронов составляют соответственно $\sim 10^8$ и 10^{10} н/сек. В качестве мишеней использовались образцы оксид церия (CeO_2) весом $2\div 3$ г в виде таблеток диаметром 15 мм, приготовленных прессованием. Для исключения влияния фоновых нейтронов (тепловых нейтронов) образцы упаковали в кадмиевые экраны толщиной 1 мм. Кроме того, в качестве монитора к образцам прикрепили спереди и сзади алюминиевую фольгу. Время облучения $20\div 40$ мин.

Наведенная γ -активность мишеней измерялась на гамма-спектрометре фирмы Canberra, состоящем из германиевого детектора HPGe (с относительной эффективностью - 15 %, разрешением для линии ^{60}Co 1332 кэВ – 1,8 кэВ), цифрового анализатора DSA 1000 и персонального компьютера с программным пакетом Genie 2000 для набора и обработки гамма-спектров. Гамма-спектрометр по энергии калибровали с помощью стандартного набора источников ОСГИ. Измерения выполняли в стандартной геометрии, в которой градуировали детектор по эффективности. Время измерения наведенной γ -активности мишеней составляет 3-40 мин.

Заселение изомерного и основного уровней идентифицировали по γ -линиям. Ядерно-физические характеристики ядер-продуктов реакций (γ,n) и $(n,2n)$, необходимые для обработки результатов измерений взяты из [3] и приведены в таблице 1, где I^π – спин и четность уровня, $T_{1/2}$ – период полураспада ядра, I_γ – интенсивность γ -квантов данной энергии на распад, p – коэффициент ветвления γ -перехода. Изомерные отношения выходов рассчитывались по формуле [4].

Таб. 1: Ядерно-физические характеристики ядер-продуктов реакции (γ,n) и $(n,2n)$ на ядрах

Ядро продукт	I^π	$T_{1/2}$	E_γ , кэВ	I_γ , %	p
^{139m}Ce	11/2 ⁻	54 с	754,2	93	1
^{139g}Ce	3/2 ⁺	137 дн	165,8	81	-

Полученные экспериментальные результаты приведены в табл. 1 и 2. В случае реакции (γ,n) функции возбуждений получены по экспериментальным изомерным отношениям [2] и полным сечениям фотонейтронной реакции σ_n [7]. В качестве распределения γ -квантов по энергии $W(E_\gamma)$,

$E_{\gamma\max}$) использовался спектр Шиффа. Это обусловлено тем, что в экспериментах для получения пучка γ -квантов использовалась вольфрамовая мишень толщиной 2 мм, что существенно меньше радиационной длины для вольфрама ($L_r \approx 4,3$ мм). Экспериментальная зависимость сечений реакции $^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139\text{m}}\text{Ce}$ от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца, параметры которой (положение максимума сечения E_m , значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Γ) определялись методом наименьших квадратов по набору экспериментальных значений.

Параметры аппроксимации и интегральные сечения реакции приведены в таблице 2. Погрешности оценены исходя из статистики зарегистрированных отчетов. Изомерное отношение сечений реакций равно $r = \sigma_m / \sigma_g = 0,09 \pm 0,002$.

Таб. 2: Сечение реакции $^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139}\text{Ce}$

Реакция	E_m , МэВ	Γ , МэВ	σ_m , мб	σ_{int} , МэВ·мб	E_h , МэВ	Источник
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139}\text{Ce}$	15.33	4,5	362	1825.5	21.7	[6]
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139\text{m}}\text{Ce}$	$15,97 \pm 0,15$	$3,74 \pm 0,75$	31 ± 5	185 ± 43	22	Настоящая работа
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139\text{m}}\text{Ce}^*$	16,19	5,61	28	304	22	Настоящая работа

Примечание. *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.0. ** σ_{int} – интегральное сечение реакции, E_h – верхний предел интегрирования.

Для оценки и сравнения экспериментальных результатов нами проведен расчет сечения реакции с помощью программного пакета TALYS-1.0. Результаты теоретических расчетов приведены также в таблице 1. Как видно в таблице 1, значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Γ во всех работах в пределах погрешности измерений согласуются между собой. Энергетическое положение максимума сечения реакции $^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139\text{m}}\text{Ce}$ в пределах погрешности совпадает с энергией гигантского дипольного резонанса ^{144}Sm , определяемой по эмпирическому соотношению $E_m = 80 \cdot A^{-1/3}$, которое равно 15,4 МэВ.

В случае реакции (n, 2n) определены сечения образования изомерного и основного состояния и их изомерных отношений σ_m / σ_g . Для получения абсолютных значений сечений основного и изомерного состояний использовали методы сравнения выходов исследуемой и мониторинжной реакции. В качестве мониторинжной реакции использовали $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ ($T_{1/2} = 15$ ч, $E_\gamma = 1368$ кэВ), сечение которого равно $\sigma_m = 121,57 \pm 0,57$ мбн при $E_n = 14,1$ МэВ [7]. При определении сечений учитывались статистическая погрешность счетов в фотопике измеряемой γ -линии, ошибка определения сечения мониторинжной реакции, эффективность регистрации γ -излучения и самопоглощения гамма-лучей.

В табл. 3 приведены полученные результаты для реакции (n, 2n) на ядре ^{140}Ce . Как видно из этой таблицы наши результаты по изомерным отношениям сечений σ_m / σ_g в пределах погрешностей измерений согласуются с данными других работ. Результаты измерений, приведенные в табл. 3 свидетельствуют, что относительная вероятность возбуждения изомеров в случае реакции типа (n, 2n) на несколько раз (~ 7) выше, чем в реакции (γ, n). Вероятно, это связано с вносимым в ядро моментом, которые в случае (n, 2n)-реакции большие, чем в фотоядерных реакциях.

Таб. 3: Сечение реакции $^{140}\text{Ce}(n, 2n)^{139}\text{Ce}$

E_n , МэВ	σ_m , мб	σ_g , мб	σ_m / σ_g	Источник
13.5	794 ± 44	879 ± 74	$0,9 \pm 0,1$	8
14.8	1080 ± 70	775 ± 99	$1,4 \pm 0,2$	8
14,1	797 ± 39	906 ± 71	$0,88 \pm 0,08$	Настоящая работа
13.73	850 ± 58	-	-	9
14.07	951 ± 58	-	-	9
14.77	1092 ± 81	-	-	9

Примечание. *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.0.

Плотность ядерных уровней рассчитывалась по формуле Бета-Блоха [1] спиновая часть которой имеет вид

$$\rho(J) = (2J + 1) \exp \left[-(J + 1/2)^2 / 2\sigma^2 \right]$$

Улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом удалось при фиксации параметра спинового ограничения σ . При этом удовлетворительное согласие достигается при $\sigma = 2,5\hbar$.

Экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе, могут быть использованы для оценки аналитических возможностей активационного анализа, при планировании экспериментов по изучению изомерных отношений в ядерных реакциях и при изучении механизмов реакций.

В заключение автор выражает благодарность М. Каюмову и О. Жураеву за облучение образцов на нейтронном генераторе, Ж. Рахмонову за помощь в измерениях, С.В. Артемову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мазур, В.М., 2000. Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 31, 2, 385 - 430.
2. Palvanov, S.R., 2014. Excitation of isomeric states in reactions (γ, n) and ($n, 2n$) on ^{113}In nucleus. // J. Nucl. Phys., 74, 1, 35-41.
3. Browne, E., Firestone, R., 1996. Table of Radioactive Isotopes. - N.-Y.: J. Wiley and Sons, - 865 p.
4. Vänška, R., Rieppo, R., 1981. The experimental isomeric cross-sections ratio in the nuclear activation technique. Nucl. Instrum. Methods. 179. 525 - 532.
5. Varlamov, A.V. , et al. 1999. Atlas of Giant Dipole Resonances. INDS(NDS)-394 (Austria, Vienna: IAEA, 1999).
6. Белаев, С.Н., Семенов, В.А., 1991. Анализ промежуточной структуры в (g, n) -сечения на ядрах с $N = 82$. Изв. Российской Академия наук, 55, 5, 953-961.
7. Greenwood, L.R., 1987. Recent research in neutron dosimetry and damage analysis for materials irradiations. Influence of Radiation on Material Properties: 13th International Symposium (Part II), ed. F. Garner, C. Henager, and N. Igata (West Conshohocken, PA: ASTM International), 743-749 (1987).
8. Junhua Luo, Li An, Li Jiang, 2015. Neutron-induced activation cross-sections on natural cerium up to 20 MeV. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 305, 691-697.
9. Bharud, V.D., Attar F.M.D., Dahiwale, S., Dhole, S.D. Bhoraskar, V.N., 2015. Cross sections for formation of $^{139\text{m}}\text{Ce}$ radioisotope through the $^{140}\text{Ce}(n, 2n)$ reaction over 13.73 - 14.77 MeV neutrons. Applied Radiation and Isotopes volume 146, 2019, p.10-16.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОННО–УПРАВЛЯЕМАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА PPS – XX V1.0

А.В.Гурская¹, М.В.Долгополов¹, А.А.Привалов², А.В.Раденко², В.В.Раденко²,
В.Б.Свирков¹, А.С.Чипура³

¹Самарский государственный технический университет,
Самара, Россия, mvdolg@yandex.ru

²ООО ТП «Атомные и субатомные технологии»,
Самара, Россия, tp-aist@mail.ru

³Самарский университет,
Самара, Россия

Аннотация

Представлена экспериментальная электронно-управляемая плазменная энергетическая установка, расчетная тепловая мощность которой находится в пределах от 8 до 25 кВт, электрическая мощность – от 4 до 12,5 кВт. В основе работы установки заложены физические принципы уплотнения плазменных и ионных потоков при дискретном изменении управляющих параметров магнитооптической систем.

Ключевые слова: уплотнение потоков ионов, магнитоквадрупольные линзы, синтез легких элементов, плазменный электрический генератор, гидрид лития

1. Введение

Работа электронно-управляемого плазменного электрического генератора PPS – XX V1.0 (энергетическая установка ЭУПЭГ, Plasma Power System) основана на реакции ядерного синтеза в ионных потоках [1-4], полученных в результате испарения гидрида лития в картридже-испарителе, представляющем собой цилиндрический контейнер с вольфрамовым или вольфрам-ренийевым нагревателем, и ионизации полученного пара в ионизаторе, представляющем собой трех-сеточный вакуумный прибор, обеспечивающий ионизацию паров водорода и лития и их вывод в секцию магнитооптического накопителя ионов, представляющего собой магнитооптическую ловушку, конструктивно состоящую из комбинации соленоидальных и квадрупольных магнитных систем, и последующее ускорение ионов, задании определённого закона дискретного изменения параметров магнитной системы управления и энергетического распределения формируемых ионных потоков [5,6] с заданными параметрами ядерного синтеза, реализуемых в импульсном ускорителе, представляющем собой пролетную ускорительную трубку с входным и выходным электродами, и магнитной разверткой потока в конце ускорителя. Ядерный синтез происходит в магнитооптической п-цикловой камере синтеза, конструктивно выполненной как комбинация различных соленоидально-квадрупольных магнитооптических систем. Генерация тепловой энергии осуществляется электронно-управляемым плазменным электрическим генератором из формируемых управляемых потоков ионов или плазмы в многоцикловой камере синтеза, а за счет последующего преобразования энергии продуктов термоядерного синтеза в электрическую энергию – в квантовом энергетическом преобразователе (КЭП), представляющем собой ионно-эмиссионный электровакуумный прибор (КЭП-1), который конструктивно выполнен в виде пролетного высокочастотного триода с входным цилиндрическим электродом, выполняющим роль катода, и модулирующей сетки, размещенной на небольшом расстоянии от катода, и многосетчатого анода с внешней цилиндрической катушкой, создающей магнитное поле внутри анода, работающих на высокоэнергетических ионах на частоте от 50 кГц и выше, или преобразовании в электрическую энергию в пролетном электровакуумном клистроне (КЭП-2), который конструктивно выполнен в виде пролетного клистрона с входным резонатором и четырьмя параллельно соединенными выходными резонаторами, работающими на высокоэнергетических ионах на частоте от 2500 МГц и выше.

Устройство реализуется ионным ускорителем с элементами сильноточной электроники, образуя в комплексе электронно-управляемую импульсную систему, иллюстрируемую следующим схематическим чертежом на рисунке 1. Электронно-управляемый плазменный электрический генератор конструктивно состоит из: 1 – картридж гидрида лития; 2 – источник ионно-плазменный; 3 – секция магнитооптического накопителя; 4 – секция ускорительная; 5 – магнитооптическая 4-х (или 8-ми) -цикловая камера синтеза; 6 – пролетный высокочастотный триод – ионно-эмиссионный квантовый энергетический преобразователь (КЭП); 7 – ионный вакуумный насос-нейтрализатор.

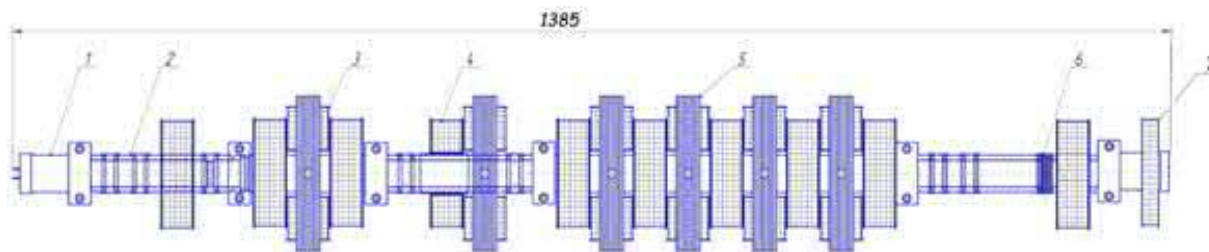


Рис.1 Электронно-управляемый плазменный электрический генератор.

2. Реакции синтеза, поддерживаемые генератором

В таблице 1 показаны типы ядерных реакций, поддерживаемых в электронно-управляемом плазменном генераторе.

Таб. 1: Реакции термоядерного синтеза, относящиеся к генератору

№	Реакция	Энерговыведение, в МэВ	Отах в области энергий 1 МэВ	Энергия налетающей частицы Emax/МэВ
1	$p + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He}$	4.0	10^{-4}	0.3
2	$p + {}^7\text{Li} \rightarrow 2{}^4\text{He} + \gamma$	17.3	$6 \cdot 10^{-3}$	0.25
2	$d + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + p$	5.0	0.001	1.0
4	$d + {}^6\text{Li} \rightarrow 2{}^4\text{He}$	22.4	0.026	0.60
5	$p + {}^9\text{Be} \rightarrow 2{}^4\text{He} + d$	0.56	0.46	0,33
6	$p + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$	2.1	0.35	0,33
7	$p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3{}^4\text{He}$	8.7	0.6	0,675
8	$p + {}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$	5.0	0.69 (при 1,2 МэВ)	1,2

Плазма определяется при температуре выше 10^8 К и выполнении критерия Лоусона ($n_t > 10^{14}/\text{см}^3$, где n – плотность высокотемпературной плазмы, t – время удержания ее в системе). Минимальная энергия налетающего потока должна быть не меньше пороговой энергии 0.25 МэВ для реакции $p + {}^7\text{Li} = 2{}^4\text{He} + \gamma$ при энергетическом выходе 17.3 МэВ.

В нашем случае энергия мишени и энергия налетающего потока равны. Требуемая для синтеза энергия определяется энергией, затрачиваемой на ускорение ионов и протонов. Полная затрачиваемая энергия складывается из энергии на парообразование гидроксида лития, энергии ионизации лития и водорода, ускорение ионов и протонов и энергии, затрачиваемой на магнитные системы. В нашем случае:

Температура выше 3.017×10^9 К при энергии ионов $E=260$ кэВ

Плотность мишени в камере синтеза: $n=2.785 \times 10^{26}$ см⁻³

Время удержания в камере не менее $t=0.25$ с

Критерий Лоусона $n_t > 6.962 \times 10^{25}$ с/см³.

2.1 Расчет реакции с LiH и энергии выхода для генератора

Расчет энергии генератора проводился при различном количестве вещества, участвующего в синтезе. Задавая количество ионов N_{Li} , N_{H} и принимая $N_{\text{Li}} = N_{\text{H}}$, найдём энергию, требуемую при заданном количестве ионов. С учётом того, что в 8 граммах LiH содержится $6.022140857 \cdot 10^{23}$, в таблице 2 представлена энергия, требуемая и вырабатываемая генератором.

Таб. 2: Расчет мощностей генератора при различном количестве вещества, участвующего в синтезе

	Количество молей LiH	Количество атомов, шт.	Ток ионов, А	Масса LiH, кг	Энергия, затраченная для синтеза E _{sin} , Дж	Энергия, полученная при синтезе E _{out} Дж
1	$7,5 \cdot 10^{-9}$	$4,516 \cdot 10^{15}$	$7,25 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-11}$	637	12 500
2	$15 \cdot 10^{-9}$	$9,033 \cdot 10^{15}$	$1,45 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	1 274	25 000
3	$3 \cdot 10^{-8}$	$1,8066 \cdot 10^{16}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-10}$	2 548	50 000
4	$6 \cdot 10^{-8}$	$3,613 \cdot 10^{16}$	$5,8 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-10}$	5 096	100 000
5	$12 \cdot 610^{-8}$	$7,226 \cdot 10^{16}$	$11,6 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-10}$	10 190	200 000

3. Основные вакуумные блоки генератора

Работа вакуумной подсистемы генератора заключается в пяти последовательных блок-процессах, которые при завершении дают результат в виде стабильной поступающей энергии от термоядерного синтеза. Процессы управляются электронной подсистемой управления генератором. Каждый вакуумный блок имеет своё уникальное описание процессов, происходящих в нем во время работы. Далее схематично на рисунках 2 – 6 представлены основные блоки и процессы.

Испаритель гидрида лития и ионизатор – источник плазмы

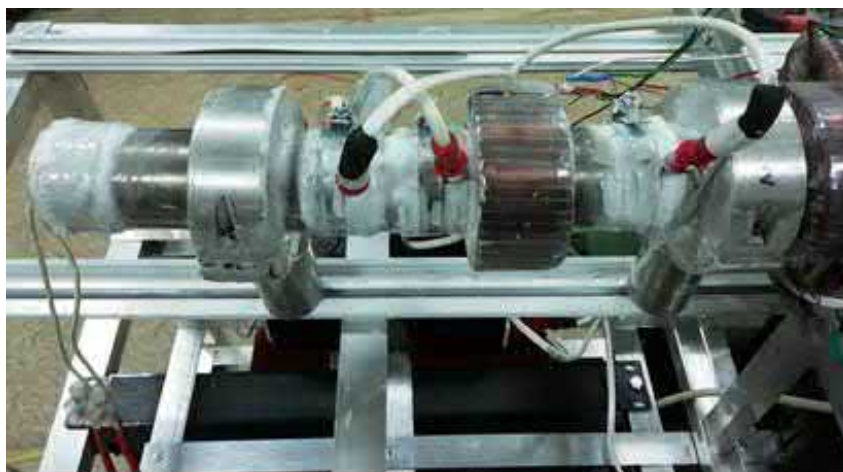


Рис. 2 Картридж и ионно-плазменный источник.

Дискретизация потоков и формирование мишени



Рис. 3 Блок магнитооптического накопителя.

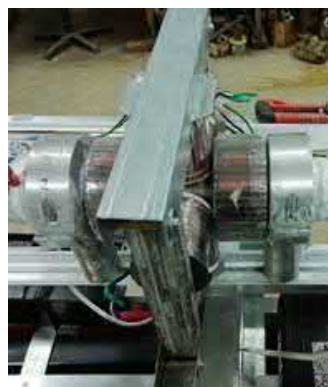


Рис. 4 Ускоритель.

Бомбардировка мишени, термоядерный синтез, переход во вторую камеру, обновление цикла

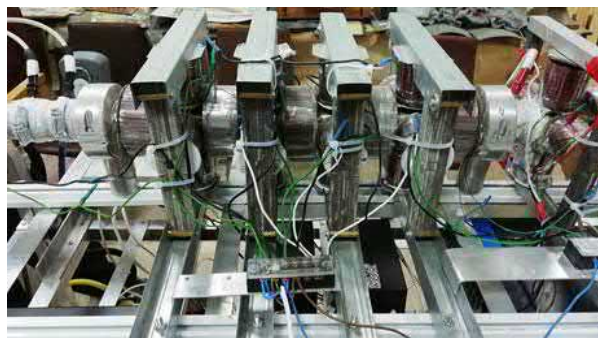


Рис. 5 Магнитооптическая 4х-цикловая камера синтеза.

Пролетный высокочастотный триод – ионно-эмиссионный квантовый энергетический преобразователь (КЭП) и ионный вакуумный насос-нейтрализатор



Рис. 6 Энергетический преобразователь, ионный вакуумный насос-нейтрализатор и электрический чайник.

Квантовый прибор серии КЭП-Тхх – это ВЧ-вакуумный триод с открытым катодом, работающий от внешнего источника ионов. Совместим с различными плазменными электрическими генераторами и используется в качестве преобразователя энергии высокоэнергетических ионов в ВЧ-колебания.

4. Условия для описания движение плазмы в электромагнитном поле

В нашем случае при переходе плазмы через первую оптическую систему во вторую, из-за увеличения температуры и повышения плотности у газообразного вещества, можем применить для описания общих процессов магнитную гидродинамику. Вследствие того, что фиксировано поле напряжения и электромагнитные потенциалы, можем воспользоваться свойством “квазинейтральности” плазменных потоков и рассматривать задачу в статическом виде, так как параметры потоков плазмы во время перехода никак не изменятся.

В таком случае количество ионов и электронов, следуя из свойств квазинейтральности, будут равны, и дивергенция тока смещения в таком случае будет равна нулю, что дает нам возможность убрать одно уравнение непрерывности из системы и оставить только ионное:

Квазинейтральность

$$n_i = n_e = n$$

Ток смещения

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0$$

Уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} n \vec{v}_i = 0$$

Описание движение плазмы в электромагнитном поле:

Закон Ома для данной системы:

α – коэффициент, показывающий общую массу потока частиц в единицу объема.

$$\frac{\bar{j}}{\sigma} = \frac{\nabla p_e}{en} + \left(\bar{E} + \frac{1}{c} (\bar{v}_e, \bar{H}) \right) \quad \sigma = \frac{\alpha}{en} \text{ - проводимость плазмы}$$

4.1 Метод получения управляемых дискретных потоков заряженных частиц

Совокупность методов задания законов дискретного изменения параметров заряженных частиц [5,6]: энергии E , тока частиц I , концентрации n , периода следования T_{sl} определяет получение электронно-управляемых потоков заряженных частиц. В основе метода лежит формирование линейного потока P_i из источника ионов со средним значением ионного тока I_0 .

Разбиение линейного потока P_i с начальным током I_0 на потоки $I_{01}, I_{02}, \dots, I_{0n}$, с периодом следования $(T_{01} \dots T_{0n})$ – называется токовой дискретизацией, т.е. имеет место $(I_{01}, T_{01}) (I_{02}, T_{02}) \dots (I_{0n}, T_{0n})$. Dn_i – токовый дискрет.

Зададим для движения дискрета $D1$ функцию $F1(x,y,z,t)$, описывающую его движение во времени t таким образом, что имеет место функциональная дискретизация $[F1(x,y,z,t) \dots F_n(x,y,z,t)]$. Dn_F – функциональный дискрет. Совокупность данных методов называется методикой уплотнения потока заряженных частиц и получения первичного электронно-управляемого потока – получения дискретных потоков Dn из линейного потока P_i .

4.2 Проход плазмы от первой до второй квадрупольной линзы

Вначале в первой магнитной линзе происходит процесс сжатия потока частиц плазмы, и после производится бомбардировка фиксированной мишени, определенной первым потоком. Вторым потоком бомбардируют мишени первого потока и переводит во вторую камеру, и процесс начинается заново (Рис. 7).

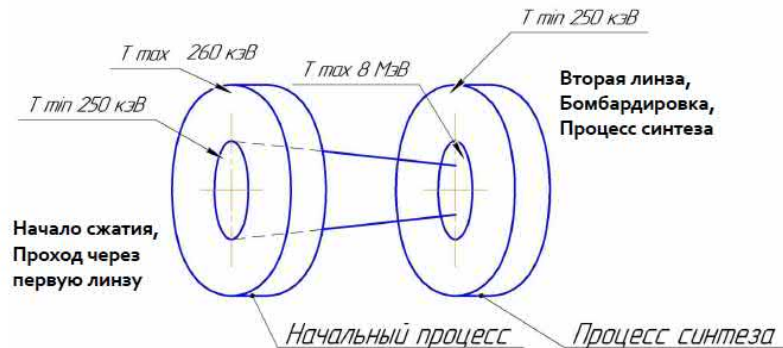


Рис. 7 Проход плазмы от первой до второй квадрупольной линзы.

4.3 Используемые магнитные квадрупольные линзы

Квадрупольные линзы состоят из двух секций, повернутых на 90° и содержащих обмотку, уложенную в пазы магнитопровода с гиперболическими полюсами (рисунки 8 и 9).



Рис. 8 Опытный образец МКЛ.

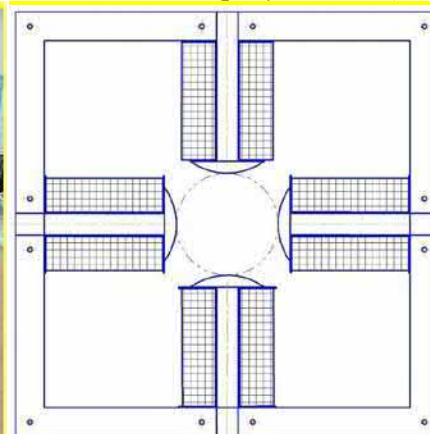


Рис. 9 Схематичный чертеж линзы.

4.4 Распределение скоростей частиц плазмы

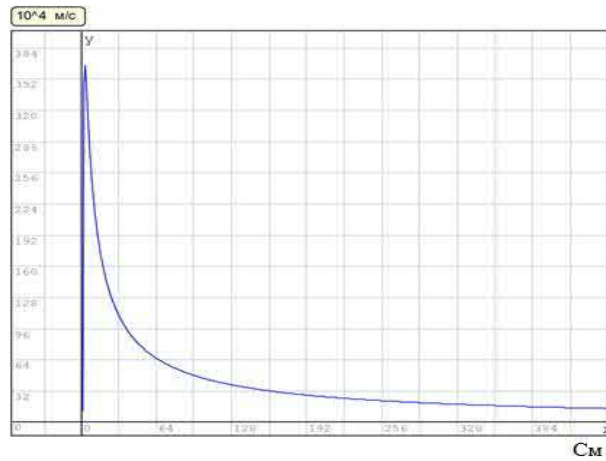


Рис. 10 Распределение скоростей частиц плазмы.

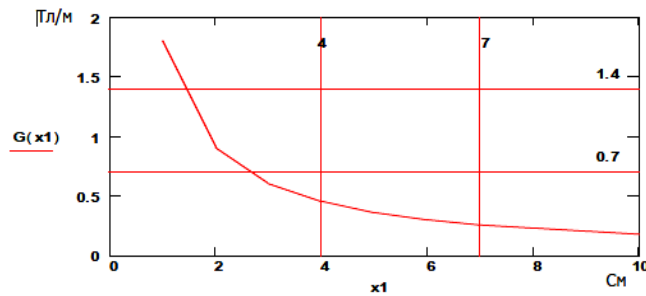
$$f(x) = 4\pi \frac{x^2}{v^2} \exp\left(\frac{-x^2}{v^2}\right)$$

v – скорость потоков,
 x – расстояние от центра потоков

Изменения скоростей частиц (Рис. 10), участвующих в термоядерном синтезе, характеризуют плотность плазмы, чем больше скорость частиц, тем больше плотность плазмы в камере синтеза. Радиальное распределение частиц плазмы в ускоряющем поле ионной и электронной компонент, $U=300$ кВ. Плазму в нашем случае можно также рассматривать как идеальный газ при описании скоростей частиц и воспользоваться уравнением Больцмана, но потенциальной энергией внешнего поля можно пренебречь и перевести, таким образом, распределение Больцмана в распределение Максвелла:

$$f(v) = 4\pi v^2 \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} \exp(-mv^2/2kT)$$

4.5 Распределение градиента магнитного поля



\bar{B}_r - частная производная по радиальному направлению в цилиндрической системе координат.

Функция градиента

$$|G| = |\bar{B}_r \sin a|$$

Расстояние от центра пучка

$$x=1..10$$

Угол между градиентом и вводом пучка

$$\sin a_1 = 0.035 \quad a_1 = \frac{\pi}{90}$$

Рис. 10 Распределение скоростей частиц плазмы.

График показывает (Рис. 10), что основное магнитное поле сфокусировано в центре камеры, где располагается сам поток, расчет берётся от начал координат от самого центра пучка.

4.6 Распределение токов в камере синтеза

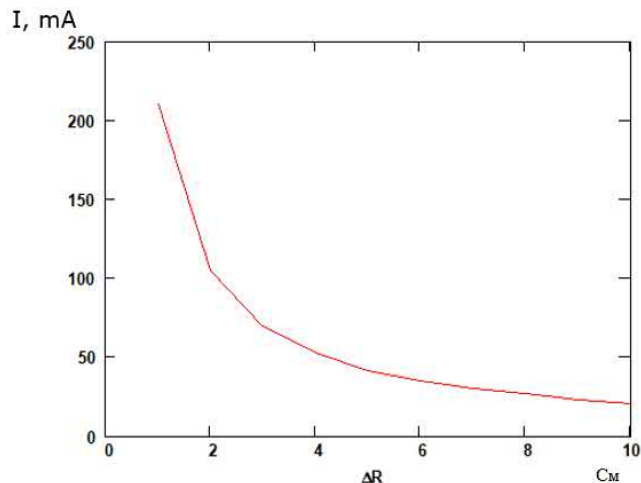


Рис. 11 Распределение токов внутри камеры синтеза.

Распределение токов (Рис. 11) внутри камеры синтеза в нашем случае:

$$j(\Delta R) = j_0 \cdot \left(1 + \frac{R}{\Delta R}\right)$$

где R – радиус ширины камеры, ΔR – радиальное смещение, $j_0 = 20$ mA – начальное значение силы тока.

Изменяя параметры магнитной линзы, можно менять параметры токов внутри камеры синтеза, которые как раз и влияют на распределение частиц в пространстве, что влечет более структурированную мишень для более точной дальнейшей бомбардировки её другими потоками.

Формула распределения плотности тока:

$$(j_1, j_2) = \int j_1^*(r') j_2(r') d^3 r'$$

Распределение плотности токов внутри камеры синтеза, где * – знак комплексного сопряжения, j_1 и j_2 – плотности распределений электрических или магнитных токов в объеме V .

4.7 Установки в сборе

Вид установки в сборе показан на фотографии (Рис. 12):

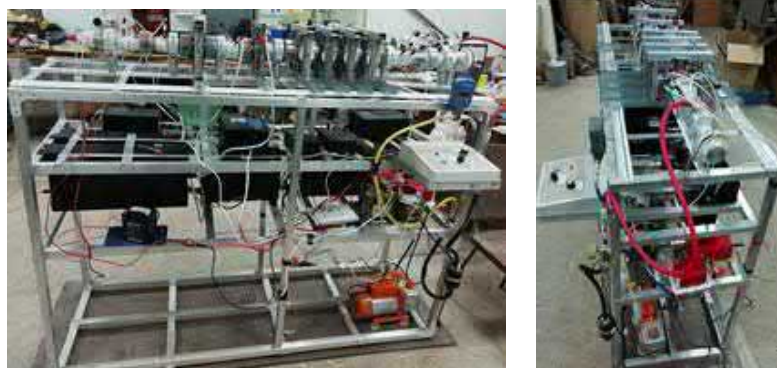


Рис. 12 Распределение токов внутри камеры синтеза.

Комплектность установки:

- | | |
|---|--|
| 1 | 1. Вакуумный цилиндрический картридж-испаритель с гидридом лития |
| 2 | 2. Пушка электронная источника ионов, возможна установка |
| 3 | 3. Плазменный источник ионов лития и водорода |
| 4 | 4. Секция магнитооптического накопителя ионов лития и водорода |
| 5 | 5. Ускорительная секция ионов лития и водорода |
| 6 | 6. Секция синтеза ионов лития и водорода |

- 7 7. Квантовый энергетический прибор, до частоты 1 МГц
- 8 8. Секция магнитооптического накопителя камеры ионного нейтрализатора
- 9 9. Секция камеры ионного нейтрализатора с пушкой электронной
- 1 10. Система воздушного охлаждения с теплообменным аппаратом (формируется по заданию заказчика в зависимости от задач и условий работы установки)
- 1 11. Электронная система управления генератором
- 1 12. Секция первичного ВЧ-выпрямления и фильтрации
- 1 13. Электронный блок DC-AC-конвертора: 220В/380В (формируется по заданию заказчика в зависимости от задач установки)
- 1 14. Система управления и защиты энергетической установки.
- 1 15. Станина и кожух генератора (формируется по заданию заказчика в зависимости от задач установки).

Управление установкой представлено на схеме (Рис. 13):

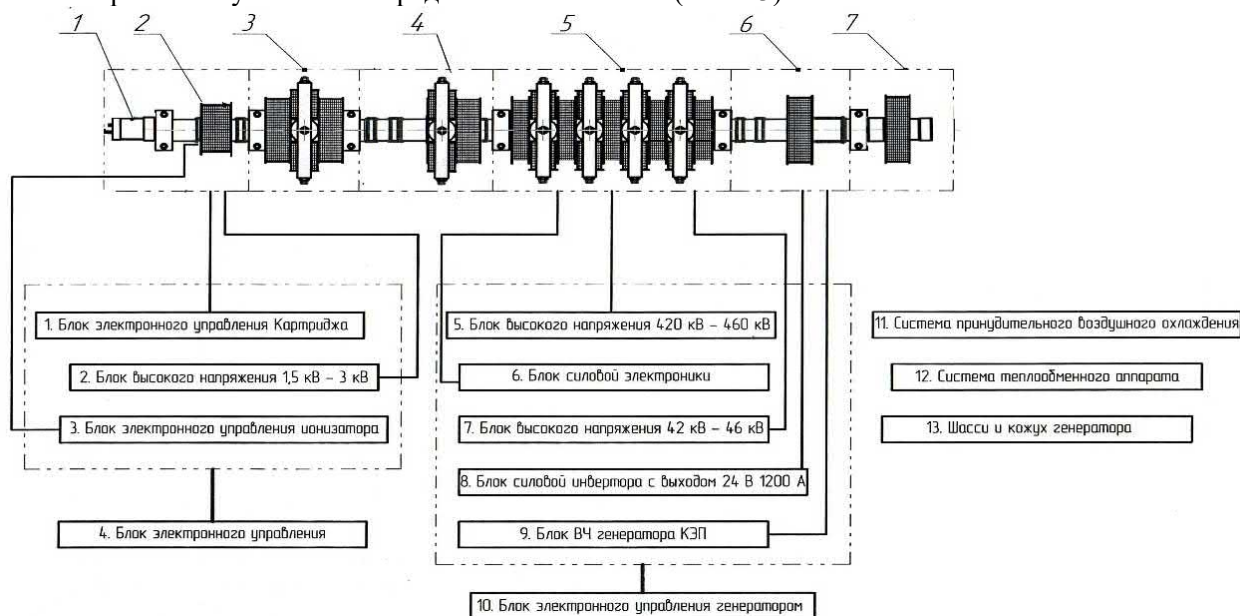


Рис. 13 Схема электронного управления установкой.

Таб. 3: Рабочие параметры установки

Стационарные PPS – XX V1.0				
Тип	Тепловая мощность номинальная, кВт	Мощность электрическая номинальная, кВт	Мощность тепловая максимальная, кВт	Мощность электрическая максимальная, кВт
RPS – 01 V1.0 S-020	27	20	32,5	25

Таб. 4: Параметры расчетного теплового модуля

№	Параметры теплообменного модуля		
1	Давление в регулируемом отопительном отборе, МПа		0,12...0,3
2	Температура горячей воды в отопительном режиме, °С		95
3	Номинальный расход воды:		
	PPS – 01 V1.0 S-005	Регулируемый отопительный отбор, номинал (рабочий диапазон) расход, кг/ч	24

Таб. 5: Силовой энергетический модуль АС

Напряжение выхода силового энергетического модуля АС			
U _{out}	220 В	380 В	ВЧ-выход
ω _{out}	50 Гц - 60 Гц	50 Гц - 60 Гц	St1= 250 кГц
			St2= 500 кГц

Кроме стандартных выходов напряжения имеется силовой ВЧ-выход для передачи энергии на расстояние по специальному ВЧ-кабелю или экранированному силовому кабелю к конвертору ВЧ в 220/380 В с применением ВЧ-квантовых приборов и твердотельных ВЧ-модулей. Внешняя встроенная панель управления. Характеристики представлены в таблицах 3 – 5.

4.8. Режимы работы установки

Основные режимы работы установки следующие:

а. «Режим основного источника питания»

В режиме основного источника питания внешняя линия отключается от потребителя.

б. «Режим резервного источника питания». В режиме резервного источника питания генератор находится в ждущем режиме и включается в течении времени до 10 секунд, когда пропадает или недостаточно напряжение внешней линии.

PPS – XX V1.0 представляет собой модульную систему с генерацией электрической энергии номинальной мощностью от 5 кВт электрической энергии.

5. Заключение

Для решения задачи управляемого синтеза легких ядер разработана методика и технология создания и формирования электронно-управляемых ионных потоков в магнитном поле путем группировки потоков посредством дискретизации и задания определенных законов последовательности для ионных потоков, собрана экспериментальная установка с вакуумной подсистемой блоков и электронной системой управления.

Литература

1. Ian G. Brown (Editor). Physics and Technology of Ion Sources, 2nd, Revised and Extended Edition. 2004. 396 p.
2. Akimchenko A., Chepurnov V., Dolgoplov M. etc. // EPJ Web of Conferences. 2017. Vol. 158.
3. Mesyats Gennady A. Pulsed power. Springer. 2005. 568 p.
4. Forrester A.T. // Physics Today. V. 42. 1987.
5. В.В.Раденко, А.А.Привалов, А.В.Раденко, В.Б.Свирков, А.В.Гурская // Моделирование и технология ионного и плазменного многофазного течения в плазменном электрогенераторе // VI Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии — ЛаПлаз-2020». 2020. Ч.2. С.159.
6. Раденко А.В., Раденко В.В., Долгополов М.В. Modelling of magnetodynamic plasma flows // III International Scientific Conference Material Science „Nonequilibrium Phase Transformations”. 2017. Вып. 1 (1). С. 107-108

MEASUREMENT OF RADON CONCENTRATION IN DRINKING WATER SOURCES

Z. Wazir¹, F. Khan²

¹ Department of Physics, International Islamic University,
Islamabad, Pakistan, zafar_wazir@yahoo.com

²Department of Geology, University of Haripur,
Haripur, Pakistan

Abstract

In this manuscript, the radon concentration in drinking water in some places of District Chakwal, Punjab has been studied by active technique using Pylon AB series. A total of 50 samples were collected with one each duplicate sample for 10 samples each. The samples of water were accumulated from bore/well, surface water used by the area people for drinking purposes. The samples were collected in the month of May, 2017. The radon concentrations range from 4.2 to 8.5 kBq/m³ and 2.1 to 5.3 kBq/m³ in bore/well and surface water with mean respective values of $6.5 \pm 1.1 \text{ kBq/m}^3$ and $4.3 \pm 0.7 \frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ respectively. The respective doses from bore/well and surface water were $0.018 \pm 0.003 \text{ mSv}$ and $0.012 \pm 0.002 \text{ mSv}$. Based on this study it has been concluded that the radon level in all the samples were within the limit recommended by US EPA.

Keywords: pylon AB series, drinking water, radon concentration, bore and spring water.

Introduction

When the uranium, radium and thorium, present in the Earth's crust, decays naturally, radioactive radon gas is formed (Khattak *et al.*, 2011). Radon is found in all the water sources on the Earth because it is soluble in water. It is also present in air. Radon has both positive and negative character in nature. Firstly, radon presence in soil, waters and rocks helps in recognition and forecast of earthquake, volcanic activities, hidden geological faults, uranium deposits and in hydrological research, Secondly, it causes health hazards due to the presence in air and water in such a high level (Khattak *et al.*, 2011). The protection of humans from radon related health hazards can be possible by continuous monitoring of radioactivity in all water sources and to deduce seismic related changes in the radon content of water (Choubey and Ramola, 2000; Erees *et al.*, 2007). The ground water flowing through granite or granitic sand and gravel formations contains highest concentration of radon, ranging from 1 – 50 kBq/m³ in aquifer and sedimentary rocks, 10 – 300 kBq/m³ in very deep wells and 100 – 50,000 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ in crystalline rocks (Loomis, 1987; Akerblom and Lindgren, 1996; Hopke *et al.*, 2000; Choubey *et al.*, 2003) while in surface water, the radon concentration levels are substantially very low in the range of few kBq/m³ (Al-Masri and Blackburn, 1999). 300 samples collected from 41 states of USA revealed that the mean value of radon concentration ranges from 1.24 kBq/m³ in Tennessee to 65.6 kBq/m³ in Rhode Island (Nazaroff *et al.*, 1988).

According to Environmental Protection Agency (EPA, 2009), radon is on second position in causing lung cancer in the US. The radon level in indoor environment can be change due to domestic applications and also by the nature of material used for storing drinking water (Sohrabi, 1998). High concentration of radon in air and water causes a consequential risk of stomach and gastrointestinal cancer and lung cancer (Khan, F., 2013; Khattak, N.U. *et al.* 2011).

In US, 168 cancer deaths per year caused by radon in drinking water, 89% from lung cancer caused by breathing radon released from water, and 11% from stomach cancer caused by drinking radon-containing water (Loomis, D. P., 1987). USEPA suggested peak adulterant level (MCL) of radon in public drinking water stoke to be 11.1 Bq L⁻¹ (300 pCi L⁻¹) (Nazaroff, W. W., et al 1988).

Nowadays, health hazards caused by radon are a global issue. The developed countries are positively looking into these hazardous problems. General peoples are aware through all types of social media. Proper action plans have been established in case of alarming situation and reference level data of radon concentration has been shared with public. Academia and NGO's are involved, who arranged workshops and conferences on quantification and easement of radon and its progenies present in the environment.

Recently, radon free buildings are being processed. Separate laboratories have been developed that are well-equipped and work for radon measurements. Now peoples are aware that radon is a threat for them and they should fight with it to protect themselves therefore development of radon monitoring cells and regulation are mandatory to overcome this hazard.

In Pakistan and other under developed countries, the radon measurement plans and organized campaigns have not been commenced till now. Only in a few specific areas and organizations, for the sake

of academic interest steps have been taken to measure the radon concentration. The current study was carried out in order to measure the radon concentration in drinking water sources of the Chakwal City in order to see if the peoples of the area are at any danger from radon related health hazards.

Location and Geology of the study area

Chakwal District is located at 32.9303° N, 72.8556° E, in Punjab, Pakistan about 90 km south-east of the Capital, Islamabad (Fig. 1) (Akram et al., 2017). The study area is named after the chief of the Mair Minhas tribe i.e. Chaudhry Chaku Khan.

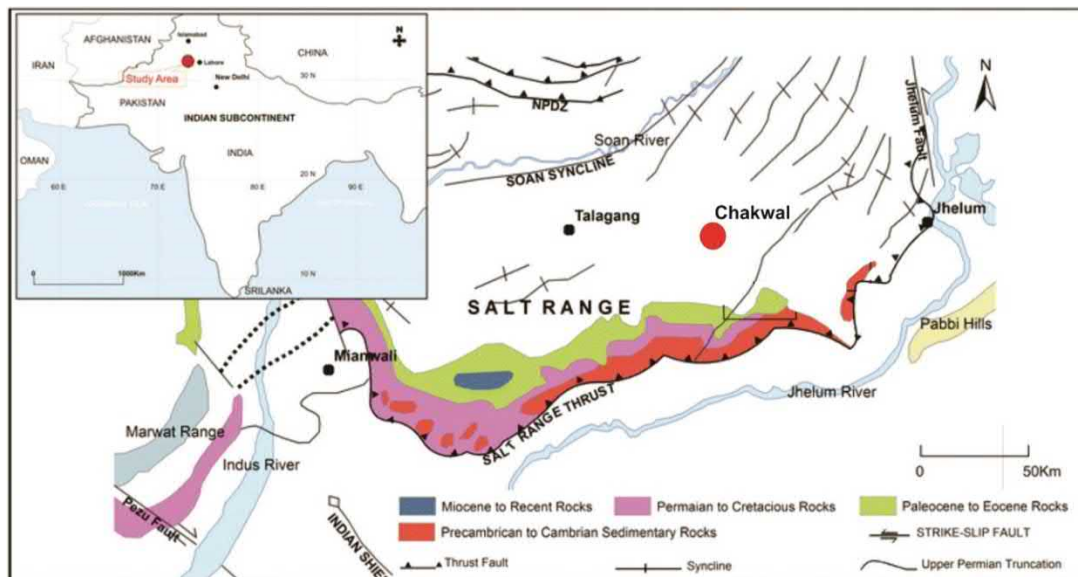


Figure 1: Showing the geologic map displaying the different rocks and structures of the parts of Himalayas, Pakistan. Red circle marks the location of the study area (Akram et al., 2017).

Chakwal area lies in the beginning of Potwar Plateau and Salt Range of north-eastern Pakistan forming the northern part of Punjab. Chakwal area is surrounded on all four sides by different geological features. On the north side of the Chakwal area, the Northern Potwar Deformed Zone (NPDZ) is present while Salt Range Thrust which is the youngest thrust fault of Himalayas bounds the study area on the south. To the east of Chakwal area Jhelum Fault is present while Indus River is present on the west separating the Potwar area from Trans Indus Ranges (Shah, 2009). The Salt Range which is the famous range in geology and also called Museum of Geology is having Precambrian to recent age rocks. The Chakwal area consists of Siwaliks group rocks which are Miocene to Pliocene in age while the Punjab plains in front of Salt Range comprised of recent alluvium (Shah, 2009).

Groundwater use in district Chakwal is of a fundamental importance to meet the rapidly expanding drinking and agricultural water requirements. The main factors contributing to groundwater recharge in Chakwal are rainfall, evapotranspiration and geology. Chakwal is a rural barani district with hilly terrain lies within the monsoon range having two rainy seasons. The average temperature of the study area is 32 °C with 62% Humidity. Water table variation in the study area are 35 feet to 90 feet (Afzal et al., 2015).

Sampling methodology

Water samples were collected from twenty five different locations of Chakwal region and its nearby. The sampling sites are located closer to each other i.e. lying in the radius of about 10 kilometers with reference to Chakwal City. These drinking water samples were collected from bore and surface water.

Total 50 water samples from twenty five different sites were collected in the study area. Out of these 50 samples, twenty five were from bore/well and twenty five from surface water. The instruments i.e. tube, attached to the faucet in a controlled flow rate were used to collect the bore/well water samples while 500 ml plastic bottles were used to collect the surface and spring water samples which after filling should be capped inside the respective sources. There is restriction during following this procedure that the outside air should not enter into the bottles. Acidification process involves the addition of concentrated HNO₃ in all water samples which is helpful for preservation within transport for the analysis at laboratory. These samples were accumulated during summer (May 2017). In situ, the depth of the well in case of bore, amount of

sample, the PH value, temperature and atmospheric pressure were measured. The sampling for radon concentration requires experience and also some precautionary measures should be taken during sampling. An error in the measurement of radon content in a sample can be simply due to any mistake or lack of expertise. Therefore, all the samples of the respective sites were taken with absolute care and maximum precision to avoid any ambiguity. Furthermore, to cross check our experimental values for validation, duplicate samplings were also carried out in each district. To get improved statistical data of radon concentration, the deviation in concentration of the duplicate samples i.e. vary from 4% to 13% with respect to the original samples were also incorporated in the original set of results. The temperature range in the study area during the sampling month was 25^oC to 40^oC.

Measurement Techniques

The Pylon WG-1001 Radon System

The Pylon WG – 1001 series of water degassing systems allow the user to obtain radon samples from water and place them in an active Lucas cell. The Pylon WG – 1001 Vacuum Water Degassing Systems are designed for accurate and speedy extraction of radon from water samples. The basic WG – 1001 system consists of a vacuum and bubbler assembly and a hand-pump, all stored in a portable case. Variations of the WG – 1001 kit allow you to include Pylon model 300A cells or offer the choice of optional water trap to reduce the possibility of cell damage if the vacuum is not shut off in time. A vacuum is placed on the attached Lucas cell. This vacuum is used to agitate the water sample for radon gas extraction. The excess moisture in the gas is removed via the drying tube assembly to protect the cell from moisture damage. Once the sample is placed in the cell, the amount of radon can be measured using a Pylon Model AB – 5 monitor. The AB – 5 series of portable radiation monitor (Pylon) has a photomultiplier tube to detect photons generated by scintillation detector. This system operates in a grab sample mode. The counting efficiency and sensitivity of the instrument used for a grab sample and continuous sampling are 0.744 ± 0.02 cpm/dpm and 1.37 cpm/(pCi/L) respectively. The maximum and average background of the instrument is 1 cpm and 0.6 cpm respectively for 300A Lucas cells. The accuracy of the instrument is within two decimal points.

Radon Concentration in Water Samples

The radon concentration can be accurately measured with the help of Lucas cell. The Lucas cell counts alpha particles emitted from radon and its progenies i.e. Po²¹⁴, Pb²¹⁴ and Bi²¹⁴. To attain radioactive equilibrium between them a time delay of four hours is required. Therefore, before counting alpha (α) particle by the alpha scintillation counter which is also called pylon counter, the Lucas cell was placed for four hours. Thus 4.5 to 5 hours was the total time for one sample from preparing to count of alpha particle. The time of counting (T_c) was noted and for radon concentration the equation was applied (Eqn. 2A).

The radon concentration obtained as a result was in pCi/L which was converted to Bq/m³ (1 Pico Curie/litre = 37 Bq/m³). The Scintillation Cell (Lucas cell) measured the background radiation for three 5 minutes intervals and then average was taken in count per min (CPM). The "water degassing unit" and Lucas cell was flushed before taking each new sample. A sample of water of 190 mL was taken in the sample graduated tube of the Degassing unit. The air was sucked through the bubbler inlet, water trap, drierite tube and exhaust tube to the Lucas cell by the air pump to a pressure of 27 inches of Mercury. The preparing process of a sample in the Lucas cell took 5 to 6 minutes. The time of sampling (T_s) was noted. For counting, the cell was placed in radiation monitor approximately 4 hours after sampling so that the radon activity in the cell reaches to equilibrium with its progenies. After the decay of fluorescence, the cell was counted for three 5 minutes time intervals in Pylon Counter. Thus the total time interval in analyzing one sample from preparation to counting of alpha particles was approximately 4.5 to 5 hours. The time of counting (T_c) was noted. The doses from of radon concentrations in water were estimated using the relation (Eqn. 2B).

$$A = \frac{(C-B) \times 100}{F \times 6.66 \times D \times S \times V} \quad (A)$$

Where A is 222Rn activity(pCi/L), C is Gross count rate in Counts Per Minute(CPM), B is Background count rate(CPM), F is Cell counting efficiency(0.744), 6.66 is the product of the number of α – emitters(3) and the conversion factor for DPM to pCi/l(2.22), D is Degassing efficiency(0.9), S is the

Correction for decay of radon from sampling time T_s to counting time $T_c(0.9702)$ and V is Sample volume(190 mL).

$$H(mSva^{-1}) = C_{Rn} \times 0.00273 \times [9mSva^{-1}(Bqm^{-3})^{-1}] \quad (B)$$

Results and discussion

The radon concentrations in the bore and surface water of the study area were presented in Table1. These values are ranging from 4.2 to 8.5 $kBq m^{-3}$ with a mean value of $6.5 \pm 1.1 kBq m^{-3}$ in bore water and it ranges from 2.1 to 5.3 $kBq m^{-3}$ with a mean value of $4.3 \pm 1.0 kBq m^{-3}$ in surface water. Table 2 present the doses received by the people from radon in these drinking water. These values range from 0.011 to 0.023 mSv and from 0.006 to 0.014 mSv in bore and surface water respectively with $0.018 \pm 0.003 mSv$ and 0.012 ± 0.003 respective mean values. Figure2&3 show the mean radon concentrations and doses in drinking water collected from the study area.

Table 1 Arithmetic mean (A.M), Geometric mean (G.M), Maximum, Minimum and Standard deviation (S.D) of ^{222}Rn Concentrations (kBq/m^3) in bore and surface waters in from study area.

Samples	A.M	G.M	Minimum	Maximum	S.D
Bore water	6.5	6.2	4.2	8.5	1.1
Surface water	4.3	4.1	2.1	5.3	1.0

Table 2 Arithmetic mean (A.M), Geometric mean (G.M), Maximum, Minimum and Standard deviation (S.D) of doses (mSv) in bore and surface waters in from study area.

Samples	A.M	G.M	Minimum	Maximum	S.D
Bore water	0.018	0.017	0.011	0.023	0.003
Surface water	0.012	0.011	0.006	0.014	0.003

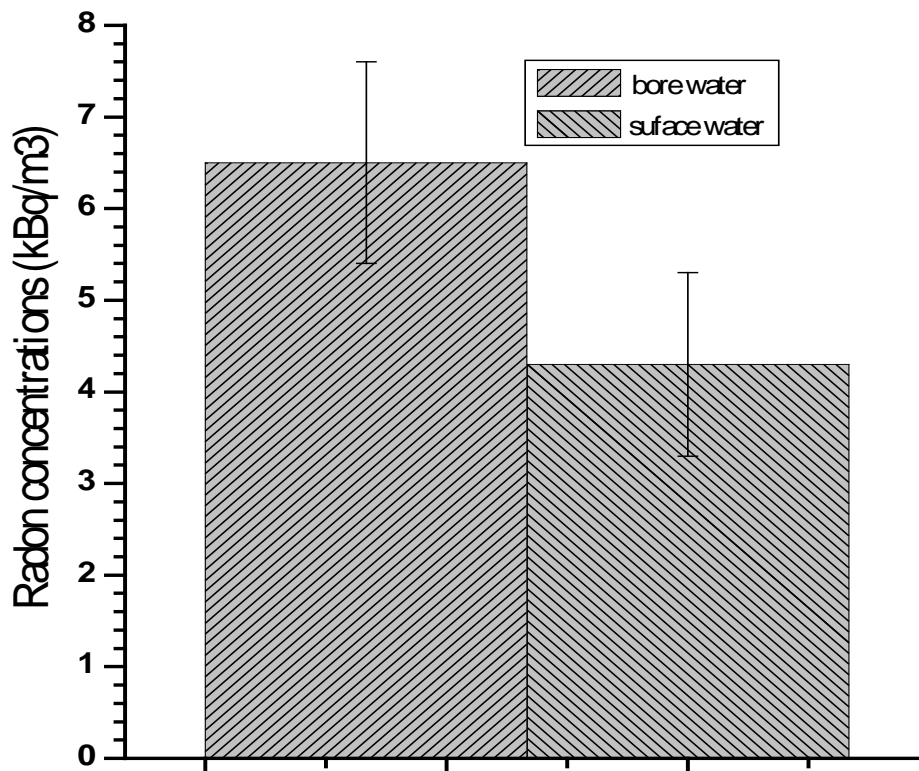


Figure 2. Mean radon concentrations in bore and surface water in study area

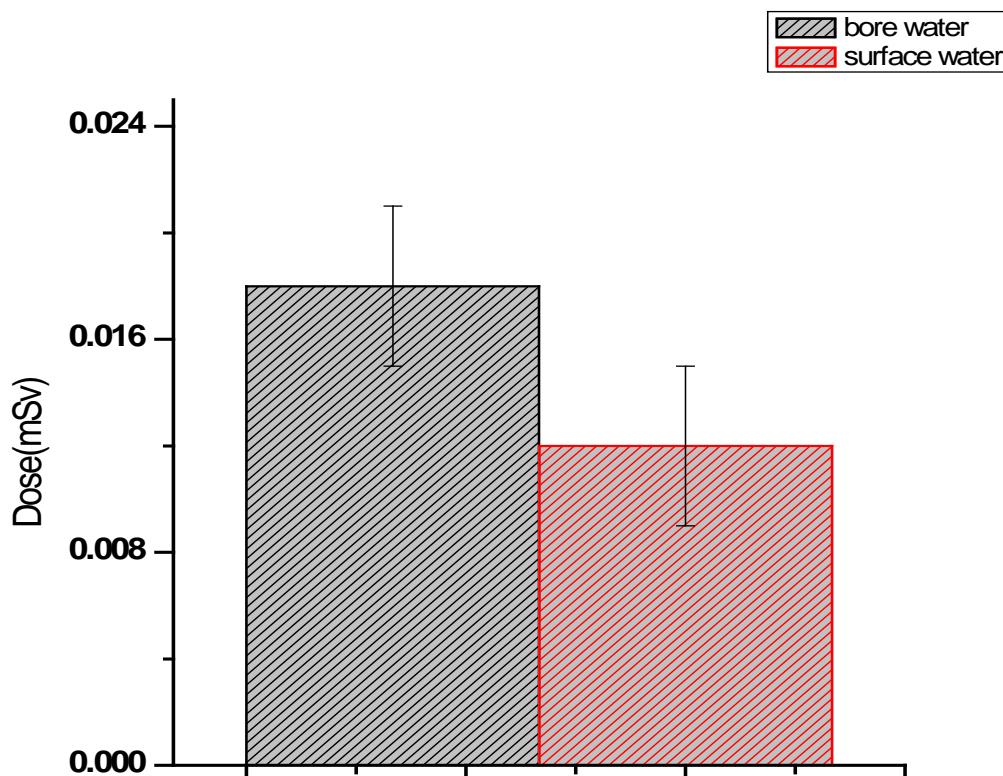


Figure 3. Mean values of dose concentration in bore and surface water in study area

Conclusions

This study revealed the fact that the mean value of radon concentrations in all types of drinking sources in the bore water was almost 30% more than surface water. The mean values in all types of drinking water in both the part are not very high thus posing no threat to the health of local people and not exceeding the radio-protection standards recommended by the national and international standards as recommended by (US EPA, 1991, Midya et al., 2014).

Acknowledgements

We acknowledge the Higher Education Commission (HEC) Pakistan, International Islamic University Islamabad and University of Haripur for the financial Support.

References

1. Al-Masri, M. S., Blackburn, R., (1999). Radon-222 and related activities in surface waters of the English Lake District: Applied Radiation and Isotopes; 50, 1137-1143.
2. Akerblom, G., Lindgren, J., (1996). Mapping of ground water radon potential. IAEA Technical Committee Meeting, Vienna, Austria.
3. Afzal, M., Zakaullah., Yaseen, M., Mahmood, S., Khan, M. A., (2015). Estimation of Potential Rainfall Recharge in the Pothwar Area. Technical Journal, University of Engineering and Technology (UET) Taxila, Pakistan Vol. 20 No. II-2015
4. Akram, M.S., Farooq, S., Naeem, M. et al.(2017). Prediction of mechanical behavior from mineralogical composition of Sakesar limestone, Central Salt Range, Pakistan. Bull Eng Geol Environ 76: 601.
5. Choubey, V. M., Ramola, R. C., (2000). Correlation between geology and Radon levels in groundwater, soil and indoor air in Bhilangana Valley, Garhwal Himalaya, India: Environmental Geology; 32, 258-262.
6. Choubey, V. M., Bartarya, S. K., Ramola, R. C., (2003). Radon in ground water of eastern Doon valley, Outer Himalaya: Radiation Measurements; 36, 401-405.

7. Environmental Protection Agency (2009) United States Environmental Protection Agency.
8. Erees, F.S., Saytas, M., Sac, M., Yener, G., Salk, M., (2007). Radon concentrations in thermal waters related to seismic events along faults in the Denizli Basin, Western Turkey: Radiation Measurements; 42, 60-80.
9. Hopke, P. K., Borak, T. B., Doull, J., Cleaver, J. E., Eckerman, K. F., Gundersen, L. S. C., Harley, N. H., Hess, C. T., Kenner, N. E., Kopecky, K. J., Mckone, T. E., Sextro, R. G., Simon, S. L., (2000). Health risks due to Radon in drinking water: Environmental Science and Technology; 34, 921-926.
10. Khan, F., (2013). Measurement of Radon concentration in water, soil and air in and around earthquake hit areas in N.W.F.P: Ph.D thesis, COMSATS Institute Islamabad.
11. Khattak, N.U., Khan, M.A., Shah, M.T. et al. (2011). J Radioanal Nucl Chem Radon concentration in drinking water sources of the Main Campus of the University of Peshawar and surrounding areas, Khyber Pakhtunkhwa, Pakistan. 290: 493. Doi: 10.1007/s10967-011-1297-2.
12. Loomis, D. P., (1987). Radon-222 concentration and Aquifer Lithology in North Carolina: Groundwater Monitoring Review; 7, 33-39.
13. Nazaroff, W. W., Doyle, S.M., Nero, A. V., Sextro, R. G., (1988). Radon entry via portable water. In: Nazaroff, W. W., Nero, A. V., Eds., Radon and its decay Britain. Products in Indoor Air. John Wiley and Sons, NY. 131-157.
14. [Midya](#), S.K., [Gole](#), P.K., (2014). Trend of major earthquakes during the period 1900–2011 and its association with some solar and geomagnetic parameters: Indian Journal of Physics; 88-1, pp 1-4.
15. Shah, S. M. I., (2009). Stratigraphy of Pakistan; Memoirs of the Geological Survey of Pakistan; Vol. 22.
16. Sohrabi. M., (1998). The state of the art on worldwide studies in some environments with elevated naturally occurring radioactive materials (NORM). Appl Radiat Isot 49:169–188
17. US EPA (1991). National primary drinking water regulations: radionuclides proposed (US).

**Физико-технический институт
НПО «Физика-Солнце» АН РУз**

Адрес: Чингиз Айтматов 2-Б, 100084-Ташкент.

Тел: +998-71-2331271; Факс: +998-71-2354291

E-mail: ftikans@uzsci.net,

Web: www.fti.uz



**Physical-Technical Institute
SPA “Physics-Sun” UzAS**

Address: Chingiz Aytmatov 2-B, 100084-Tashkent.

Tel: +998-71-2331271; Fax: +998-71-2354291

E-mail: ftikans@uzsci.net,

Web: www.fti.uz